Phys. Lab. Office
FEB 9 1926

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 24. Ausgegeben am 31. Dezember 1925. No. 700. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Ilberg, Zur Bestimmung der Kerr-Konstanten optisch-aktiver Körper.

Cl. Schaefer, Zur heterochromatischen Photometrie.

R. Suhrmann und K. Clusius, Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte.

G. Hoffmann, Die Bestimmung von sehr kleinen Leitfähigkeiten mit dem Vakuumelektrometer.

W. Gerlach, Die magnetischen Eigenschaften von Eisen-Einkristallen.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10. bis 16. September 1925:

W. Steubing, Neue Untersuchungen im elektrischen Feld.

R. Becker, Über die Plastizität amorpher und kristalliner fester Körper.

H. Reißner, Über eine Möglichkeit, die wesentlichen Eigenschaften von Kern und Elektron aus dem metrisch-elektromagnetischen Felde abzuleiten.

C. Müller, Registrierapparat zur direkten Aufnahme von Durchlässigkeitskurven absorbierender Substanzen und spektraler Effekte.

Besprechungen:

G. Großmann, Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von Firma Gebr. Borntraeger, Berlin, betr.: Guertler, Metallographie.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Chemie und Technik der Gegenwart. Herausgegeben von Dr. **Walter Roth** in Coethen.

Die Sammlung „Chemie und Technik der Gegenwart" bringt eine Reihe von Einzelschriften, die, von hervorragenden Spezialforschern bearbeitet, den Lesern einen umfassenden Überblick über das behandelte Gebiet geben sollen. Neben den neuesten wissenschaftlichen Problemen werden vor allem die wichtigsten Zweige der chemischen Technik geschildert und kritisch besprochen werden. Vereint werden diese Monographien ein anschauliches Bild von dem chemischen Wissen, Können und Schaffen der Jetztzeit liefern. Wenn auch vornehmlich für Chemiker bestimmt, sollen doch die Monographien allen an der chemischen Wissenschaft und Industrie Interessierten — Naturwissenschaftlern, Technikern, Fabrikanten, Volkswirtschaftlern, Kaufleuten usw. — Gelegenheit bieten, sich schnell und umfassend über ein Einzelgebiet zu unterrichten.

Farbkunde. Von **Wilh. Ostwald.** Ein Hilfsbuch für Chemiker, Physiker, Naturforscher, Ärzte, Physiologen, Psychologen, Koloristen, Farbtechniker, Drucker, Keramiker, Färber, Weber, Maler, Kunstgewerbler, Musterzeichner, Plakatkünstler, Modisten. Mit 40 Abbildungen im Text und 4 Tafeln. XVI und 313 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1923. Geh. M. 9.—, Halbleinenband M. 11.—.

Das Werk gibt eine Übersicht über die von Ostwald geschaffene Farbenlehre, wobei auch die geschichtliche Entwicklung unserer Kenntnisse auf diesem Gebiete behandelt wird. Ostwalds chemische Bücher zeichnen sich durch eine erstaunliche Klarheit des Ausdruckes, streng logische Anordnung und eine den Leser gefangennehmende Überzeugungskraft aus. Das in Frage stehende Gebiet hat große Geister aller Zeiten — man denke nur an Newton, Goethe, Schopenhauer und Helmholtz — beschäftigt, die durch experimentelle Unterlagen gestützten Lehren Ostwalds haben großes Aufsehen erregt, somit darf das Werk als eine willkommen Gabe bezeichnet und jedem, der sich für das Gebiet interessiert, empfohlen werden. *Frankfurter Zeitung.*

Chemie der freien Radikale. Entwicklungsgang und gegenwärtiger Zustand der Lehre von den freien Radikalen von **Paul Walden.** Mit 21 Abbildungen im Text. XIV und 315 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1924. Geh. M. 9.—, Halbleinenband M 11.—.

Der Begriff der Radikale in der Chemie hat im Laufe der Zeiten manche Umwandlung erfahren. Wir verstehen heute darunter Verbindungen, die sich in einem Zustande so unvollständiger Valenzabsättigung befinden, daß ihre Existenz meist nur unter bestimmten und experimentell oft schwierig herzustellenden Bedingungen gewährleistet ist. Es sind also Verbindungen von großer Reaktionsfähigkeit, ihre Darstellungsweisen und Umsetzungen sind in den letzten zwanzig Jahren von führenden Forschern bearbeitet worden, manch schöne Frucht hat dieser Wissenszweig getragen. Waldens Schrift ist eine außerordentlich übersichtliche, erschöpfende Darstellung, deren besonderer Vorzug noch darin liegt, daß eine Fülle geistreicher Anregungen über das Buch verstreut ist, so daß an manchen Stellen die zusammenfassende Darstellung gegenüber den Ideen des Verfassers in den Hintergrund tritt. *Frankfurter Zeitung.*

Plastische Massen. Die Erzeugung, Verarbeitung und Verwendung von Kunststoffen. Von **Hans Blücher.** Mit 32 Abbildungen im Text. XII und 291 Seiten. Gr. 8°. 1924. Geh. M. 8.—, Halbleinen M. 10.—.

Der Verfasser behandelt zunächst die Herstellungsmethoden plastischer Massen (Zerkleinerungsmaschinen, Mischvorrichtungen, Erhitzungsapparate, Filtrier- und Zentrifugierapparate, Trockeneinrichtungen, Überdruck- und Unterdruckapparate, Pressen und Formen), sodann die einzelnen Arten der plastischen Massen, und zwar: 1. Massen aus Leim und Gelatine. 2. Massen aus Holz und Kork. 3. Massen aus Zellulose und Papiermaché. 4. Zelluloid. 5. Cellit und Cellon. 6. Massen aus anderen Zelluloseestern. 7. Massen aus Stärke. 8. aus Eiweißstoffen. 9. aus Kasein. 10. aus Hefe. 11. Massen aus Harzen und Kunstharzen. 12. Massen aus Asphalt, Teeren und Pechen. 13. Kunststeinmassen. 14. Besondere Nachahmungen (Perlmuttereffekte, Elfenbeinmassen usw.). Es liegt also ein Buch vor, das unsere Leser sicher interessieren dürfte und das auch einen guten Überblick gibt. Das Werk sei daher bestens empfohlen.
Aus „Kunststoffe", hrsg. von Dr. R. Escales, München.

Der Gaskampf und die chemischen Kampfstoffe. Von Dr. **Julius Meyer.** Mit 36 Abbildungen im Text. X und 424 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1925. Geh. M. 12.—, Ganzleinen M. 14.—.

Auf Grund weitgehender, eigener Erfahrungen an der Front und in der Heimat, als Offizier wie als Chemiker, schreibt der Verfasser über die Anwendung von chemischen Verbindungen zu militärischen und neuerdings auch zu gewissen friedlichen Zwecken (Schädlingsbekämpfung). Nach Schilderung der Entwicklung der Kampfverfahren und der Grundlagen des Gaskampfes werden die Arten der Anwendung der Kampfstoffe unter kriegsmäßigen Bedingungen erläutert. Seiner fesselnden und flüssigen Schreibweise, wie auch seiner guten Abbildungen wegen wird das Buch von Chemikern, Technikern, Offizieren, Medizinern, Historikern und Politikern um so mehr mit Genuß gelesen werden, als Veröffentlichungen auf diesem Gebiete bisher kaum vorliegen.

Aluminothermie. Von **Karl Goldschmidt.** Mit 81 Abbildungen im Text, einer farbigen Tafel und einem Bildnis des verstorbenen Professor Dr. Hans Goldschmidt, dem Erfinder der Technik. VII und 174 Seiten. Gr. 8° 1925. Geh. M. 10.—, Ganzleinen M. 12.—.

Das Buch behandelt die Geschichte der Aluminiumherstellung, der aluminothermischen Metallurgie, Metallgewinnung, die aluminothermischen Reaktionen mit anderen Metallen als Aluminium sowie die Schweißungen nach dem Thermitverfahren. Es war bereits von dem verstorbenen Schöpfer des Thermitverfahrens, Herrn Professor Dr. Hans Goldschmidt, geplant worden und ist unter Mitwirkung seiner langjährigen Mitarbeiter ausgeführt worden. Die einzigartigen Quellen, die dem Verfasser zur Verfügung standen, ermöglichten eine überaus klare und erschöpfende Darstellung aller einschlägigen Fragen dieses Fachgebietes in streng sachlicher Form. Einen eigenen Reiz erhält das Buch dadurch, daß es fesselnde Einblicke in das Schaffen einer großen Erfinderpersönlichkeit gewährt und noch einmal den Entwicklungsgang des Thermitverfahrens mit allen Enttäuschungen, Lehren und Erfolgen miterleben läßt.

Die Sammlung wird fortgesetzt.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Pascal, P., Explosifs, Poudres Gas de Combat. Gr. 8°. VIII u. 296 S. Paris, Libr. Scient. J. Hermann. 1925.

Reiher, H., Wärmeübergang von strömender Luft an Rohre u. Röhrenbündel im Kreuzstrom. (Forschungsheft 269.) Gr. 8°. 85 S. Mit 55 Abb. u. 12 Zahlentafeln. Berlin, V. D. I. Verlag G. m. b. H. 1925. M. 12.—.

Schreiber, P., Wärmemechanik wasserhaltiger Gasgemische. 8°. VIII u. 195 S. Mit 34 Rechentaf. u. 3 Instrum. Skizzen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 14.—.

Strömgren, E., Die Hauptprobleme der mod. Astronomie. 8°. IV u. 106 S. Mit 31 Abb. Berlin. J. Springer. M. 4.80.

Tiede, E. u. Fr. Richter, Handbuch der Arbeitsmethoden in der anorgan. Chemie. Bd. II, 2. Hälfte. Gr. 8°. X u. S. 655 bis 1648. Mit 624 Abb. Berlin, W. de Gruyter & Co. 1925. M. 54.—, geb. M. 58.—.

Wolf, Fr., Die schnellbewegten Elektronen. (Sammlung Vieweg H. 81.) 8°. VI u. 125 S. Mit 26 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 7.50.

Würschmidt, J., Theorie des Entmagnetisierungsfaktors. (Sammlung Vieweg H. 78.) 8°. VI u. 118 S. Mit 31 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 6.—.

— Theorien des Magnetismus. (Die Wissenschaft Bd. 74.) 8°. X u. 309 S. Mit 67 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 16.—, geb. M. 18.—.

Zsigmondy, R., Kolloidchemie, 1. Band. Gr. 8°. XII u. 246 S. m. Reg. Mit 134 Figuren im Text u. 7 Tafeln. Leipzig, O. Spamer. 1925. Br. M. 11.—. geb. M. 13.50.

Zsigmondy-Thiessen, Das kolloide Gold. (Kolloidforschung in Einzeldarstellungen Bd. 1.) 8°. X u. 226 S. Mit 11 Fig. Leipzig, Akad. Verlagsges. m. b. H. M. 11.70, geb. M. 14.—.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 24. 15. Dezember 1925. Redaktionsschluß für No. 2 am 5. Januar 1926. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Ilberg, Zur Bestimmung der Kerr-Konstanten optisch-aktiver Körper. S. 901.

Cl. Schaefer, Zur heterochromatischen Photometrie. S. 908.

R. Suhrmann u. K. Clusius, Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte. S. 913.

G. Hoffmann, Die Bestimmung von sehr kleinen Leitfähigkeiten mit dem Vakuumelektrometer. S. 913.

W. Gerlach, Die magnetischen Eigenschaften von Eisen-Einkristallen. S. 914.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

W. Steubing, Neue Untersuchungen im elektrischen Feld. S. 915.

R. Becker, Über die Plastizität amorpher und kristalliner fester Körper. S. 919.

H. Reißner, Über eine Möglichkeit, die wesentlichen Eigenschaften von Kern und Elektron aus dem metrisch-elektromagnetischen Felde abzuleiten. S. 925.

C. Müller, Registrierapparat zur direkten Aufnahme von Durchlässigkeitskurven absorbierender Substanzen und spektraler Effekte. S. 932.

Besprechungen:

G. Großmann, Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie. S. 932.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Bestimmung der Kerr-Konstanten optisch-aktiver Körper.

(Teil einer Leipziger Dissertation, gekürzt.)

Von Waldemar Ilberg.

Die Messung der Konstanten der elektrischen Doppelbrechung, der elektro-optischen Kerr-Konstanten, ist bisher an einer großen Anzahl von festen Körpern, Flüssigkeiten und Gasen ausgeführt worden[1]). Sie geschieht allgemein in folgender Weise. Die zu untersuchende Substanz — es kommen hauptsächlich Flüssigkeiten in Betracht — wird zwischen die Belege eines Kondensators gebracht, der auf hohe Spannung aufgeladen werden kann. Gleichzeitig wird sie in einem Polarisationsapparate zwischen gekreuzten Nikols beobachtet. Ist die Orientierung so erfolgt, daß die Polarisationsebene des Lichtes mit der Richtung des elektrischen Feldes einen Winkel von 45^0 bildet, so hellt sich das Gesichtsfeld nach Einschaltung der Spannung im allgemeinen infolge der eintretenden Doppelbrechung auf. Die Messung der Doppelbrechung geschieht durch einen in den Strahlengang eingeschalteten Babinetschen Kompensator, der den Gangunterschied φ des ordentlichen gegen den außerordentlichen Strahl in Wellenlängen zu bestimmen gestattet. Aus dieser, der angelegten Spannung E und den geometrischen Abmessungen des verwendeten Kondensators, der „Kerrzelle", ist die Kerr-Konstante B bestimmbar, gemäß der schon von Kerr[1]) aufgestellten Beziehung

$$\varphi = B l \frac{E^2}{a^2}. \qquad (1)$$

Hierbei bedeutet l die Länge der durchstrahlten Schicht und a den Abstand der Kondensatorplatten, beides gemessen in Zentimetern, während für E absolute elektrische Einheiten einzusetzen sind.

Aus der erwähnten Bedingung, daß bei der beschriebenen Meßanordnung die Ebene des polarisierten Lichtes unter 45^0 gegen die Feldrichtung geneigt sein muß, geht hervor, daß solche Substanzen, die optisch aktiv sind, die also die Polarisationsebene drehen, sich zunächst der Messung entziehen.

Um auch hier zu einer Bestimmung der Kerr-Konstanten zu gelangen, liegt es nahe, die von Gouy[2]) und Wiener[3]) aufgestellten Formeln zu benutzen, welche die Erscheinungen beschreiben, die beim gleichzeitigen Auftreten von Doppelbrechung und Zirkularpolarisation auftreten. Dieser Weg ist auch schon von Mallemann[4]) angegeben worden, wie dem Verfasser erst später bekannt wurde. Diese Formeln gestatten nämlich, aus der Kenntnis der Doppelbrechung und der Zirkularpolarisation allein die zusammengesetzte Erscheinung vorauszusagen; umgekehrt wird es gelingen, wenn diese beobachtet wird und eine der Elementarerscheinungen bekannt ist, die fehlende zu berechnen.

1) Eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse der Kerr-Forschung mit ausführlichen Literaturangaben nach dem Stande vom Mai 1919 gibt Szivessy im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **16**, 241—283, 1920.

1) Kerr, Phil. Mag. (4) **50**, 446, 1875.
2) Gouy, Journ. de phys. **4**, 149, 1885.
3) Wiener, Wied. Ann. **35**, 1, 1888.
4) Mallemann, C. R. **175**, 263, 1923 u. **176**, 380, 1924.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist es, auf diesem Wege die Kerr-Konstante einiger optisch aktiver Substanzen zu bestimmen.

Der einzuschlagende Weg ist also der, das aus der Kerrzelle austretende Licht nach Lage und Achsenverhältnis der Schwingungsellipse zu untersuchen und hieraus, sowie aus der Kenntnis der Drehung allein, die stattfindet, wenn kein Feld an der Kerrzelle liegt, die Größe der reinen Doppelbrechung zu berechnen. Voraussetzung hierfür ist, daß die Gouy-Wienerschen Formeln auch dann Gültigkeit haben, wenn die Doppelbrechung nur akzidentell auf elektrischem Wege zustande kommt. Dies mußte zunächst experimentell bestätigt werden.

Weg zur experimentellen Prüfung der Gouy-Wienerschen Formeln für den Fall, daß die Doppelbrechung durch den Kerr-Effekt hervorgerufen wird.

Um die eben genannte Prüfung vorzunehmen, wurde ein Stoff von bekannter Kerr-Konstante untersucht, dem gleichzeitig dadurch ein künstliches Drehungsvermögen erteilt wurde, daß er sich im Innern einer kräftigen Magnetspule befand (Faradays Drehung der Polarisationsebene). Er verhält sich dann wie eine natürlich drehende Substanz und seine Kerr-Konstante kann nach der oben dargelegten Methode bestimmt werden. Durch Vergleich mit dem schon bekannten Wert der Kerr-Konstanten kann so ein Schluß auf die Gültigkeit der Gouy-Wienerschen Formeln gezogen werden.

Beschreibung der Versuchsanordnung.

1. Die Kerrzelle.

Bei der Konstruktion mußte darauf Rücksicht genommen werden, daß die Kerrzelle drehbar innerhalb einer Magnetspule untergebracht werden konnte. Es wurde deshalb folgende Form gewählt: (Fig. 1) Zwei gleiche, genau eben geschliffene Messingplatten PP von etwa 15 cm Länge und 1,5 cm Breite befinden sich im Inneren einer 2,5 cm starken Glasröhre. Durch kräftige aufgeschraubte Messingfedern und vier gläserne Distanzstücke G werden sie in definiertem Abstand voneinander gehalten. Um möglichst vollkommenen Parallelismus zu erzielen, wurden diese Distanzstücke aus einem Stück Spiegelglas geschnitten; ihre Ausmessung mit dem Sphärometer ergab eine Dicke $a = 0{,}307$ cm, die gleichzeitig den Plattenabstand der Kerrzelle bedeutet. Die Enden des Rohres wurden eben und parallel zueinander abgeschliffen; auf diese wurden zunächst zwei Glasringe R und erst diesen wiederum die Verschlußplatten D aufgeklebt. Eine große Schwierigkeit bestand darin, hierfür geeignete Glasplatten zu finden, die nicht schon durch innere Spannungen doppelbrechend waren. Bei dünnem Glas war dies stets der Fall, zumindest nach erfolgtem Trocknen der Kittschicht. Nach längeren Versuchen erwiesen sich als am besten geeignet die für Polarisationsrohre hergestellten, etwa 1,6 mm starken Verschlußplatten der Firma Schmidt & Haensch in Berlin. Unter einer größeren Anzahl solcher konnten einige gefunden werden, die keine merkliche Doppelbrechung aufwiesen. Als Klebstoff bewährte sich am besten Gelatinelösung; bei sorgfältiger Klebung hielt die Zelle bei allen verwendeten — nicht wässerigen! — Lösungen dauernd dicht. Die Spannung wurde den Platten durch zwei, an die Zelle angeblasene Zuführungen ZZ zugeführt, zwei weitere Ansätze F dienten zur Füllung der Zelle und zum Entweichen der Luft.

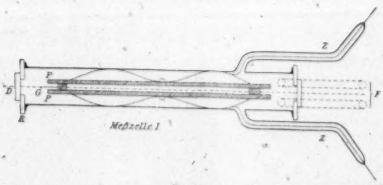


Fig. 1.

Im folgenden seien die genauen Dimensionen dieser „Meßzelle I" mitgeteilt:

Plattenabstand	$a = 0{,}307$ cm
Wahre Plattenlänge[1] .	$l = 14{,}96$ „
Rohrlänge	18,35 „
Dicke der Glasringe . . .	0,188 „
Dicke der Verschlußplatten	0,165 „

2. Die Magnetspule.

Um eine bei Verwendung starker Ströme zu befürchtende Erwärmung der Zelle zu vermeiden, war die Drahtwicklung der Magnetspule auf einen doppelwandigen Messingzylinder aufgebracht, der mit Hilfe einer kleinen Zirkulationspumpe während der Messungen dauernd vom kalten Wasser durchspült wurde. Auf diese Weise konnte die Spule dauernd mit etwa 0,5 Kilowatt belastet werden, ohne daß im Inneren eine störende Erwärmung aufgetreten wäre. Die Wicklung bestand aus rund 490 m emailliertem Kupferdraht von 1,2 mm Durchmesser, die Anzahl der Windungen betrug etwa 2500, der Widerstand 7,8 Ohm bei 20° C. Die Kerrzelle war mit Hilfe zweier Hartgummiringe koaxial

1) Im Gegensatz zur „wirksamen Plattenlänge", die später zu definieren sein wird.

in der Magnetspule gelagert und konnte mittels eines isolierten Griffes, auch wenn die Zelle unter Spannung stand, um die Sehachse gedreht werden. Dieser Umstand war für die genaue optische Justierung sehr wichtig.

3. Die Hochspannungsanlage.

Die zum Betriebe der Kerrzelle nötige hohe Spannung wurde einem Gleichrichtersatz entnommen. Die Sekundärwicklung eines Hochspannungstransformators von einer maximalen Oberspannung von 30 Kilovolt war über ein Glühventil mit einer großen Leydener Flaschenbatterie C von etwa 30000 cm Kapazität verbunden; diese lud sich also auf den jeweiligen Scheitelwert der Wechselspannung auf. Als Ventil kam ein solches der Phönix-Röntgenröhrenfabrik in Rudolstadt zur Verwendung; es brauchte eine Heizleistung von etwa 15 Volt und 4,5 Amp., die ein Heiztransformator lieferte. Diese Maßnahme hatte gegenüber der Heizung direkt aus dem Stadtnetz oder aus einer — geerdeten — Akkumulatorenbatterie des Instituts den Vorteil, daß kein Pol der Hochspannung mit der Erde Verbindung hatte. Auf diese Weise war eine während des Arbeitens im verfinsterten Zimmer leicht eintretende einpolige Berührung der Anlage gefahrlos.

Von der Leydener Flaschenbatterie wurde die Gleichspannung direkt der Kerrzelle zugeführt, doch war in die Verbindungsleitung ein Schutzwiderstand von etwa 1 Megohm eingefügt. Vor Ergreifung dieser Vorsichtsmaßregel war es nämlich vorgekommen, daß bei plötzlicher[1]) unvorsichtiger Steigerung der Spannung ein Durchschlag in der Kerrzelle eintrat, der bei widerstandsloser Entladung der beträchtlichen Kapazität die Zelle vollkommen zertrümmerte.

Zur Messung der an die Kerrzelle angelegten Spannung wurde zuerst ein Hochspannungs-Elektrometer nach Abraham und Villard[2]) verwendet. Später kam ein solches nach Heydweiller[3]) zur Anwendung, da dieses eine größere Ablesegenauigkeit zuließ. Die Eichung des Elektrometers erfolgte nach jeder Messungsreihe mit Wechselspannung dadurch, daß es auf die Sekundärentwicklung eines Meßwandlers umgeschaltet werden konnte, dessen durch einen Widerstand einregelbare Primärspannung mittels eines vorher korrigierten Hitzdrahtinstrumentes die Periodenzahl gemessen wurde. Da das Übersetzungsverhältnis eines Spannungswandlers etwas frequenzabhängig ist, wurde die Periodenzahl vorher mit einem Zungenfrequenzmesser auf 50 einreguliert. Da der zur Verfügung stehende Meßwandler maximal nur 20000 Volt lieferte und gelegentlich höhere Spannungen gemessen werden mußten, wurden dann die Angaben des Elektrometers extrapoliert. Dieses ist nach den Angaben von Karolus[1]) zulässig, da die Ausschläge desselben sehr genau einem quadratischen Gesetz folgen.

4. Die optische Anordnung.

Die optische Anordnung war folgendermaßen getroffen. Als Lichtquelle diente eine Osram-Punktlichtlampe L (Fig. 2). Diese ist

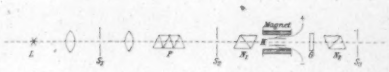


Fig. 2.

eine kleine, mit 1,3 Amp. brennende Bogenlampe, deren Bogen zwischen Wolfram-Elektroden in einer Edelgasatmosphäre brennt. Die als kleine, etwa 2 mm im Durchmesser messende Kugel ausgebildete Anode kommt dabei zur Weißglut und liefert ein rein weißes Licht von großer Flächenhelligkeit. Die leuchtende Kugel wurde mittels einer achromatischen Linse auf einen Spalt S_1 abgebildet, der seinerseits durch ein geradsichtiges Prisma P hindurch auf einen zweiten Spalt S_2 projiziert wurde. Auf diesem entstand so ein reines Spektrum, aus dem ein schmaler Bereich in den eigentlichen Polarisationsapparat trat. Das Licht wurde zunächst durch einen Nicol N_1 geradlinig polarisiert und durchlief so die innerhalb des Magneten angeordnete Kerrzelle. Die Analyse des aus der Kerrzelle im allgemeinen elliptisch polarisiert austretenden Lichtes geschah durch eine drehbar angeordnete Glimmerplatte G in Verbindung mit einem zweiten Nicol N_2 (Kompensator nach Sénarmont). Schließlich diente noch ein dritter Spalt S_3 zur Fixierung der Blickrichtung. Beide Nicols sowie die Glimmerplatte waren in Teilkreisen mit Nonius mikrometrisch verstellbar. Die Analyse des elliptischen Lichtes mit Hilfe der Glimmerplatte geschah nach folgenden Überlegungen:

Es entsteht die Aufgabe, die Lage der Hauptachsen (eventuell auch die Elliptizität) einer ellip-

1) Es wurde die Beobachtung gemacht, daß bei langsamer Steigerung die Kerrzelle eine weit höhere Spannung aushielt als bei stoßweiser Beanspruchung. Dieser aus den Versuchen über dielektrische Festigkeit schon lange bekannten Tatsache wurde dadurch Rechnung getragen, daß bei Messungen mit hohen Spannungen diese langsam gesteigert wurde.

2) Abraham u. Villard, Journ. de phys. (5) 1, 525, 1911.

3) Heydweiller, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 12, 377, 1892.

1) Karolus, Ann. d. Phys. 72, 508, 1923.

2) Zuerst beschrieben bei Sénarmont, Pogg. Ann. Erg.-Bd. 1, 451, 1842.

tischen Schwingung festzulegen. Hierzu dient ein Glimmerblättchen bekannter Dicke, das meßbar drehbar ist. Durch den Analysatornicol wird austretendes linear polarisiertes Licht konstatiert.

Die elliptische Schwingung habe, bezogen auf ihre Achsen, die Gleichung

$$\left.\begin{aligned}\xi &= a\sin t\\ \eta &= b\cos t\end{aligned}\right\} \quad (t \text{ beliebiger Parameter}) \qquad (2)$$

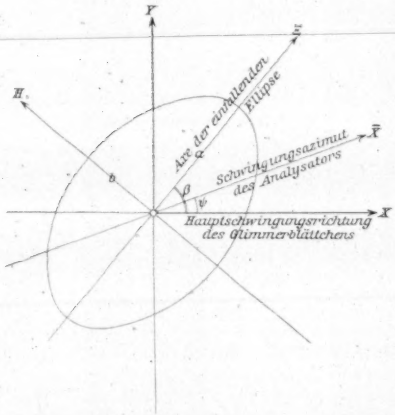


Fig. 3.

(vgl. Fig. 3). Auf die Hauptschwingungsrichtungen X und Y des Glimmerblättchen transformiert, kommt

$$\begin{aligned}x &= \xi\cos\beta + \eta\sin\beta = a\sin t\cos\beta + b\cos t\sin\beta,\\ y &= \eta\cos\beta - \xi\sin\beta = b\cos t\cos\beta - a\sin t\sin\beta.\end{aligned} \qquad (3)$$

Beim Durchgang durch die Kristallplatte erleidet die x-Komponente die relative Beschleunigung von Δ Wellenlängen, d. h. eine Phasendifferenz τ, wobei $\tau = 2\pi\Delta$. Dann wird die Gleichung der Ellipse nach ihrem Austritt aus der Glimmerplatte

$$\begin{aligned}x &= a\sin(t+\tau)\cos\beta + b\cos(t+\tau)\sin\beta,\\ y &= b\cos t\cos\beta - a\sin t\sin\beta.\end{aligned} \qquad (4)$$

Es soll nun linear polarisiertes Licht im Analysatorazimut auftreten; d. h. die $\bar{x}$-Komponente (vgl. Figur) der Ellipse soll für jedes t identisch Null sein. Es wird nun

$$\left.\begin{aligned}\bar{x} &= x\cos\psi - y\sin\psi = 0,\\ x &= y\operatorname{tg}\psi,\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

oder nach einigen Umformungen, wenn noch $\frac{a}{b} = \varepsilon$ gesetzt wird:

$$\left.\begin{aligned}\operatorname{tg} t\,(\varepsilon\cos\tau - \operatorname{tg}\beta\sin\tau + \varepsilon\operatorname{tg}\psi\operatorname{tg}\beta) &=\\ = \operatorname{tg}\psi - \operatorname{tg}\beta\cos\tau - \varepsilon\sin\tau.&\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Da diese Gleichung für jedes t gelten soll, muß sie in t eine Identität sein; beide Seiten müssen also Null sein. Dadurch erhalten wir das Gleichungspaar

$$\left.\begin{aligned}\varepsilon\cos\tau - \operatorname{tg}\beta\sin\tau + \varepsilon\operatorname{tg}\psi\operatorname{tg}\beta &= 0,\\ \operatorname{tg}\psi - \operatorname{tg}\beta\cos\tau - \varepsilon\sin\tau &= 0.\end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Hieraus ist ε und β zu finden, und zwar ergibt sich für β die Beziehung

$$\cos\tau\operatorname{tg} 2\psi = \operatorname{tg} 2\beta. \qquad (8)$$

Die Formel für ε ist etwas kompliziert und hier unnötig.

Bezeichnen wir die Drehungswinkel des Analysators und des Glimmerblättchens, die die Kompensation der Elliptizität bewirken, nachdem ursprünglich lineares Licht einfiel, mit A und mit G, die Drehung des Azimutes der Ellipse mit x, so gilt

$$\operatorname{tg} 2(G - x) = \cos\tau\operatorname{tg} 2(G - A). \qquad (9)$$

Der Faktor $\cos\tau$ ist eine dem verwendeten Glimmerblättchen eigentümliche Konstante, die allerdings noch von der Wellenlänge des angewandten Lichtes abhängig ist. Sie wurde mit Hilfe eines Babinetschen Kompensators ein für allemal bei verschiedenen Wellenlängen aus einer größeren Anzahl von Messungen bestimmt und tabellarisch festgelegt.

Umformung der Gouy-Wienerschen Formeln.

Die schon in der Einleitung erwähnte, mit Hilfe der Gouy-Wienerschen Formeln zu lösende Aufgabe ist die folgende. Aus dem sofort feststellbaren und daher als bekannt anzunehmenden natürlichen Drehvermögen einer Substanz und der nach Anlegen des elektrischen Feldes erfolgten Drehung des Azimutes der Schwingungsellipse ist die Größe der auftretenden Doppelbrechung, d. h. die Gangdifferenz φ des außerordentlichen gegen den ordentlichen Strahl in Wellenlängen zu berechnen.

Zur Vereinfachung der Formeln trägt es außerordentlich bei, wenn man sich auf den Fall beschränkt, daß das eintretende Licht geradlinig polarisiert ist und parallel zu einer Achse der Doppelbrechung schwingt. Dieser Fall ist daher bei allen Versuchen zugrunde gelegt und die abgeleiteten Formeln sind nur für ihn gültig.

Die ursprüngliche natürliche (bzw. Faraday-) Drehung sei in Bogenmaß gemessen, ω. Hierauf werde das elektrische Feld erregt, wobei das Azimut der Schwingungsellipse den Wert α erhalte. Dann gilt, wenn δ eine Hilfsgröße bezeichnet, nach Gouy und Wiener:

$$\delta = \sqrt{\varphi^2 + \omega_1^2}, \qquad (10)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\omega_1\delta\sin 2\pi\delta}{\varphi^2 + \omega_1^2\cos 2\pi\delta}, \qquad \omega_1 = \frac{\omega}{\pi} \qquad (11)$$

Einsetzen von (10) in (11) ergibt

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\omega_1 \sqrt{\varphi^2+\omega_1^2}\,\sin\left(2\pi\sqrt{\varphi^2+\omega_1^2}\right)}{\varphi^2+\omega_1^2\cos\left(2\pi\sqrt{\varphi^2+\omega_1^2}\right)} \quad (12)$$

Aus dieser transzendenten Gleichung ist φ zu berechnen, was mit Hilfe der Methode der sukzessiven Approximation möglich ist. (Eine Reihenentwicklung führt zwar auch zum Ziel, diese ist aber im vorliegenden Falle weit umständlicher.) Zu diesem Zwecke setzen wir noch $\Omega = 2\pi\omega_1 = 2\omega$ gleich dem doppelten der beobachteten Anfangsdrehung, und $\Phi = 2\pi\varphi$. Dann kommt

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\sqrt{1+\left(\frac{\Phi}{\Omega}\right)^2}\,\sin\left(\Omega\sqrt{1+\left(\frac{\Phi}{\Omega}\right)^2}\right)}{\left(\frac{\Phi}{\Omega}\right)^2+\cos\left(\Omega\sqrt{1+\left(\frac{\Phi}{\Omega}\right)^2}\right)} \quad (13)$$

oder, wenn

$$y^2 = 1+\left(\frac{\Phi}{\Omega}\right)^2 \quad (14)$$

gesetzt wird,

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{y\sin\Omega y}{y^2-1+\cos\Omega y}. \quad (15)$$

In diese letzte Gleichung wird man einige y versuchsweise einsetzen und schließlich durch Interpolation nach der Lagrangeschen Formel das richtige y beliebig genau finden. Dann ist, wenn Ω in Grad eingeführt war,

$$\varphi = \frac{\Omega^0}{360}\sqrt{y^2-1}. \quad (16)$$

Gang der Messungen, Anbringung einiger Korrektionen.

Zunächst galt es, an Substanzen bekannter Kerr-Konstante, die mit Hilfe des Faraday-Effektes künstlich drehend gemacht wurden, die Richtigkeit der Gouy-Wienerschen Formeln zu erweisen. Als hierzu geeignete Substanz kommt wohl einzig und allein der Schwefelkohlenstoff in Betracht, da nur dieser gleichzeitig eine große Kerr- und Verdetsche Konstante aufweist. Besonders geeignet erscheint er auch durch sein hohes Isolationsvermögen, das störende Strömungen und Schlieren unter dem Einfluß des elektrischen Feldes nicht aufkommen läßt.

Reiner Kahlbaumscher Schwefelkohlenstoff wurde nochmals destilliert, und zwar direkt in die vorher sorgfältig mit Alkohol gereinigte Kerrzelle hinein. Eine Filtration zur Vermeidung von Staubpartikeln, wie sie andere Autoren gelegentlich vornahmen, erwies sich bei diesem Verfahren als unnötig. Hierauf wurde die Kerrzelle in die Apparatur eingesetzt und die kompensierende Glimmerplatte G (vgl. Fig. 2) zunächst entfernt. Um die vorausgesetzte Orientierung der Kerrzelle zu erreichen (Polarisationsebene des Lichtes parallel zur elektrischen Feldrichtung), wurde erst einmal eine hohe Spannung an die Zelle gelegt (etwa 15 000 Volt), und diese mit Hilfe ihres isolierenden Griffes so lange innerhalb der Magnetspule gedreht, bis trotz der eingetretenen elektrischen Doppelbrechung das Gesichtsfeld dunkel blieb. Diese Einstellung war so außerordentlich scharf durchzuführen.

Nachdem die Spannung wieder abgeschaltet worden war, wurde die Magnetspule erregt und eine passende Faradaysche Drehung hervorgerufen. Die Stromstärke wurde mit Hilfe eines Amperemeters und eines Regulierwiderstandes auf einen runden Betrag einreguliert. Sie mußte von Zeit zu Zeit nachgestellt werden, da sich trotz der vorgesehenen Wasserkühlung der Magnet nach und nach erwärmte und die Stromstärke infolge des zunehmenden Widerstandes sank. In dem Versuchsfalle, der gleich hier angeführt sein möge, betrug sie 8,00 Amp. Die hervorgerufene Drehung wurde nun durch Nachdrehen des Analysators gemessen. Es wurden nacheinander 12 Ablesungen gemacht, wobei die Strom- und mithin die Drehrichtung abwechselnd kommutiert wurde. Die Ablesungen waren:

Stromrichtung A.	Stromrichtung B.
49,71°	25,30°
49,60°	25,04°
49,58°	25,05°
49,58°	25,30°
49,62°	25,00°
49,60°	25,36°
Mittel: 49,61°	25,17°

Beobachtete Doppeldrehung 24,44°
Einfache Drehung $\omega = 12,22°$.

Für die weitere Rechnung ist hier nun eine Korrektion anzubringen. Es ist nämlich zu beachten, daß für diese nur der Anteil der Drehung in Betracht kommt, der auf die Länge der Kondensatorplatten entfällt. Der beobachtete Wert der Drehung ist aber streng genommen ω = Drehung in der Luft + Drehung in den Verschlußplatten + Drehung im CS_2 außerhalb der Kondensatorplatten + ω_{red}, wobei ω_{red} den allein interessierenden reduzierten Wert der Drehung zwischen den Kondensatorplatten bezeichnet.

Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß die ersten beiden Glieder vernachlässigt werden können. Wohl aber muß infolge der endlichen Länge der Magnetspule die Inhomogenität des Magnetfeldes berücksichtigt werden. Zu diesem Zwecke mögen entlang der Sehachse folgende Koordinaten eingeführt werden:

Anfang der Magnetspule .	0
Anfang der Kerrzelle . .	x_1
Anfang der Platten . . .	x_2
Mitte der Platten =	
Mitte des Magneten . . .	x_3

Dann gilt, wenn V die Verdetsche Konstante und $\mathfrak{H}$ die magnetische Feldstärke bezeichnet:

$$\omega = 2V\int_{x_1}^{x_2}\mathfrak{H}\,dx$$

und

$$\omega_{red} = 2V\int_{x_1}^{x_3}\mathfrak{H}\,dx,$$

also:

$$\omega_{red} = \omega\cdot\frac{\int_{x_1}^{x_3}\mathfrak{H}\,dx}{\int_{x_1}^{x_2}\mathfrak{H}\,dx}. \qquad (17)$$

Zur numerischen Berechnung muß $\mathfrak{H}$ als Funktion von x bekannt sein; ich benutze die hierfür in Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik angegebene Formel (14. Aufl., S. 564, Formel (1)):

$$\mathfrak{H} = 2\pi n J\left[\frac{x}{\sqrt{r^2+x^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{r^2+(L-x)^2}}\right]. \qquad (18)$$

L bezeichnet hierbei die Länge der Magnetspule, also $= 2x_3$. r ist der mittlere Spulenradius. Die Durchführung der Integration ergibt nun

$$\omega_{rel} = \omega\,\frac{\left[\sqrt{r^2+x^2} - \sqrt{r^2+(L-x)^2}\right]_{x_1}^{x_3}}{\left[\sqrt{r^2+x^2} - \sqrt{r^2+(L-x)^2}\right]_{x_1}^{x_2}}. \qquad (19)$$

Bevor wir zur Auswertung dieser Gleichung gehen können, muß erst noch eine weitere Korrektion angebracht werden, auf deren Notwendigkeit zuerst Lemoine hingewiesen hat[1]). Das elektrische Feld hat ja nicht die gleiche Länge wie die Kondensatorplatten, sondern es greift noch darüber hinaus. Diesem Umstand wird nach Lemoine Rechnung getragen dadurch, daß nicht die wahre Länge l der Platten, sondern eine wirksame Länge l^* eingeführt wird, wobei:

$$l^* = l + \frac{a}{\pi}\left(1 - \frac{a}{l}\,\text{lognat}\,\frac{\pi l}{a}\right)$$

(a = Plattenabstand).

Nach Anbringung dieser Korrektion ergibt sich als wirksame Länge der Meßzelle I statt $l = 14{,}96$ cm

$$l^* = 15{,}05\text{ cm}.$$

1) Lemoine, C. R. 122, 835—837, 1896.

Um jetzt zu einer Auswertung der Gl. (19) (s. oben) zu gelangen, seien die Koordinaten $x_1 x_2 x_3$ angegeben; unter Berücksichtigung der Lemoineschen Korrektion haben sie folgende Werte:

$$x_1 = 1{,}17 \quad x_2 = 2{,}83 \quad x_3 = 10{,}35$$
$$L = 20{,}7.$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung (19) ein, so erhält man

$$\omega_{red} = 0{,}851\,\omega. \qquad (20)$$

In dem hier beschriebenen Versuchsfalle wird also der zwischen die Platten fallende Anteil der Drehung

$$\omega_{red} = 0{,}851 \cdot 12{,}22^0 = 10.40^0.$$

Um nun zu erreichen, daß auch nach Erregung des Magnetfeldes die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes parallel zur elektrischen Feldrichtung liegt (das war ja die zwecks Verwendung der Gouy-Wienerschen Formeln gemachte Voraussetzung), mußte nun die Kerrzelle um einen Betrag nachgedreht werden, der die Drehung der Polarisationsebene bis zu den Platten hin entspricht, d. h. um $\frac{\omega - \omega_{red}}{2}$. Da die Kerrzelle nicht meßbar drehbar angeordnet war, wurde diese fest gelassen und dafür beide Nicols um diesen Betrag zurückgedreht, d. h. um $0{,}91^0$.

Hierauf wurde auch noch das elektrische Feld eingeschaltet und Analysatornicol nebst Glimmerplatte unabhängig so lange gedreht, bis Verdunklung des Gesichtsfeldes eintrat. Die beobachteten Werte waren folgende:

Nulleinstellungen[1])

	Analysator	Glimmer	Elektrometer	
Stromrichtung A	$46{,}31^0$	$354{,}5^0$	23,4	Glimmer: $11{,}7^0$
	$46{,}22^0$	$354{,}1^0$		Analysator: $36{,}24^0$
	$46{,}20^0$	$354{,}0^0$		$G = 17{,}5^0$
				$A = 10{,}00^0$
Mittel:	$46{,}24^0$	$354{,}2^0$		
Stromrichtung B	$27{,}88^0$	$27{,}3^0$	23,4	Glimmer: $9{,}8^0$
	$28{,}05^0$	$27{,}1^0$		Analysator: $35{,}05^0$
	$27{,}93^0$	$27{,}5^0$		$G = 17{,}5^0$
				$A = 10{,}10^0$
Mittel:	$27{,}95^0$	$27{,}3^0$		

Mittel von beiden Stromrichtungen:

Analysatordrehung	$A = 10{,}05^0$
Glimmerdrehung	$G = 17{,}5^0$

Nach Beendigung der Meßreihe wurde zunächst die Wellenlänge des verwendeten Lichtes

1) Die Nullstellungen für beide Stromrichtungen sind nicht dieselben, da ja, wie oben erwähnt, beide Nicols und die Glimmerplatte um den Betrag $\frac{\omega - \omega_{red}}{2}$ gedreht werden mußten.

bestimmt. Dies geschah mit Hilfe eines Hilgerschen Monochromators, dessen Angaben an einigen Fraunhoferschen Linien vorher nachgeprüft bzw. korrigiert wurden. Im vorliegenden Versuchsfalle wurde ein etwa 5 $\mu\mu$ breiter Spektralbereich verwendet, dessen optischer Schwerpunkt bei $\lambda = 539\ \mu\mu$ lag. Hierauf wurde der angezeigte Teilstrich 23,4 des Heydweillerschen Elektrometers mit dem Meßwandler nachgeeicht; das primär angeschlossene Voltmeter zeigte 79 Volt; unter Berücksichtigung des Übersetzungsverhältnisses entspricht dies einer Oberspannung von 14360 Volt = 47,9 absolute elektrostatische Einheiten.

Die Doppelbrechung τ des Glimmerblättchens wurde für $\lambda = 539$ aus der Tabelle entnommen. Tragen wir diese Werte in die Formel (9) auf S. 904 ein, so finden wir für die Drehung x, die das Azimut der Schwingungsellipse beim Durchgang durch die Kerrzelle erlitten hat

$$x = 11^0 07'.$$

Da hier nur der Betrag interessiert, der zwischen die Kondensatorplatten fällt, ist hiervon die außerhalb stattgefundene Drehung abzuziehen, diese ist $\omega - \omega_{red}$ und oben berechnet worden $= 1{,}82^0$.

Wirklich zwischen die Platten fällt also nur der Betrag

$$\alpha = 9^0 18'.$$

Aus dieser und der bekannten Anfangsdrehung $\omega_{red} = 10^0 24'$ ist nach der im Abschnitt III auseinandergesetzten Methode φ und nach dem allgemeinen Kerr-Gesetz (1) Abschnitt I die Kerr-Konstante B zu berechnen. Man findet zunächst $y = 2{,}48$. Dann wird

$$B = \frac{a^2}{l^4 E^2 \varphi} = \frac{a^2 \Omega^0}{l^4 E^2 360} \sqrt{y^2 - 1}.$$

Schließlich erhält man

$$B = 3{,}58 \cdot 10^{-7} \quad (\lambda = 539, \quad t = 18^0).$$

Um den hier gefundenen Wert mit schon bekannten zu vergleichen, benutze ich den von Chaumont gefundenen, der zurzeit als der zuverlässigste gilt[1]), nämlich $B = 3{,}6315 \cdot 10^{-7}$ für $\lambda = 546$ und $t = 17^0$.

Die Übereinstimmung beider, fast unter denselben Bedingungen gefundenen Werte ist als sehr gut zu bezeichnen, besonders wenn man die große Zahl der Fehlerquellen dieser indirekten Meßmethode bedenkt.

Im folgenden sei das Ergebnis einer zweiten Meßreihe mitgeteilt, die sich auf die Wellenlänge

$$\lambda = 490$$

bezieht. Die gefundenen Werte wurden aus 10 Beobachtungen vermittelt; als Resultat ergab sich

$$B = 4{,}25 \cdot 10^{-7} \quad (\lambda = 490, \ t = 19^0).$$

Auch dieser Wert zeigt gute Übereinstimmung mit den schon von anderen Autoren gemessenen. So teilt Lyon[1]) die Werte mit:

$$\lambda = 460 \quad B = 4{,}69 \cdot 10^{-7}$$
$$\lambda = 497 \quad B = 4{,}10 \cdot 10^{-7} \quad \text{bei } 20^0.$$

Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß die Messungsergebnisse die Richtigkeit der Anwendung der Gouy-Wienerschen Formeln auch dann bestätigen, wenn das Drehvermögen künstlich durch den Faraday-Effekt und die Doppelbrechung akzidentell durch das Kerr-Phänomen hervorgerufen ist.

Es wurde weiterhin versucht, auch am Nitrobenzol eine entsprechende Messung vorzunehmen. Dieses hat zwar eine wesentlich geringere Verdetsche Konstante als der Schwefelkohlenstoff, indes nimmt es infolge seiner überaus hohen Kerr-Konstanten, die etwa das 70fache der des Schwefelkohlenstoffes beträgt, eine Sonderstellung ein. Es trat hierbei jedoch eine eigentümliche Schwierigkeit ein. Da sich nämlich in der Literatur außerordentlich voneinander abweichende Angaben über den Wert der Kerr-Konstante des Nitrobenzols vorfinden, sollte diese zunächst einmal neu bestimmt werden. Hierbei zeigt sich nun, daß infolge eines eigenartigen „Polarisationseffektes" eine auch nur angenäherte Bestimmung mit Gleichspannung unmöglich ist. Auf diese Erscheinung soll in einer späteren Veröffentlichung näher eingegangen werden; die Versuche mit Kombination der Faradayschen Drehung wurden daher bald aufgegeben.

Versuche, die Kerr-Konstante einiger drehender Substanzen zu messen.

Nachdem so die Grundlagen für die Messung der Kerr-Konstanten optisch aktiver Körper geprüft worden waren, sollte diese bei einigen von ihnen ausgeführt werden. Die Anzahl der in Betracht kommenden Substanzen war von vornherein nur sehr gering, da die Messung einer Kerr-Konstanten — wenigstens soweit sie mit Gleichspannung erfolgt — ein gutes Isolationsvermögen voraussetzt. Bei auch nur geringer Leitfähigkeit erhitzt sich die Flüssigkeit stark oder zumindest entstehen Schlieren, die eine genaue optische Einstellung des Kompensators unmöglich machen. Es wurden deshalb nur untersucht l-Pinen, Amylbromid, Amylazetat und Kampferöl. Die Versuchsergebnisse waren ziem-

1) Szivessy, a. a. O., S. 260.

1) Lyon, Ann. d. Phys. **46**, 764, 1915.

lich negativer Art, es zeigte sich nämlich folgendes:

1. l-Pinen (natürliche Drehung innerhalb des Rohres etwa 70°). Dieses zeigt einen verschwindend kleinen Kerreffekt. Selbst bei Anlegen der größten durch die Durchschlägsfestigkeit begrenzten Spannungen (etwa 20000 Volt pro 3 mm) konnte nur eine außerordentlich geringfügige Änderung der Kompensatoreinstellung beobachtet werden, die sich einer Messung entzog. Isolationsvermögen recht gut.

2. Amylbromid. Hier betrug die natürliche Drehung innerhalb der Kerrzelle nur etwa 2°, so daß aus diesem Grunde die beschriebene Methode nicht anwendbar war. Deshalb wurde hier so vorgegangen, daß die natürliche Drehung durch eine entgegengesetzt gerichtete Faradaysche Drehung kompensiert wurde und die Kerr-Konstante mit einem Babinetschen Kompensator in bekannter Weise bestimmt wurde. Es ergaben sich in zwei Meßreihen als Mittelwerte aus einer größeren Anzahl von Ablesungen

für die Wellenlänge $\lambda = 537$
$t = 17^0$ $\quad B = 6{,}23 \cdot 10^{-7}$

und für $\lambda = 539$
$t = 23^0$ $\quad B = 6{,}03 \cdot 10^{-7}$.

Als Fehlerquelle kommt hierbei hauptsächlich die Unsicherheit der Spannungsmessung in Betracht, diese kann etwa zu 1 Proz. angenommen werden. Da die Spannung quadratisch in das Kerrsche Gesetz eingeht, ist der wahrscheinliche Fehler anzusetzen mit 2 Proz.

3. Amylazetat und

4. Kampferöl. Diese beiden Substanzen zeigten eine derartige Leitfähigkeit, daß eine Messung nicht möglich war. Eine rohe Schätzung ergab, daß die Kerr-Konstante des Amylazetats etwa von der Größenordnung des Schwefelkohlenstoffs ist, während die des Kampferöls außerordentlich klein zu sein scheint.

Zusammenfassung.

1. Die Bestimmung der Konstanten der elektrooptischen Doppelbrechung optisch aktiver Substanzen setzt im allgemeinen die Gültigkeit der Gouy-Wienerschen Formeln auch für den Fall voraus, daß die Doppelbrechung akzidentell durch ein elektrisches Feld erzeugt wird. Durch Messungen am Schwefelkohlenstoff, dem durch ein Magnetfeld gleichzeitig eine künstliche Drehung erteilt wird (Faraday-Effekt), wird die Zulässigkeit dieser Voraussetzung erwiesen.

2. Bei einigen Substanzen (z. B. beim Amylbromid) gelingt es, die vorhandene natürliche Drehung durch eine superponierte Faraday-Drehung zu kompensieren und dann die Kerr-Konstante auf dem gewöhnlichen Weg zu bestimmen.

(Eingegangen 29. Oktober 1925.)

Zur heterochromatischen Photometrie.

(Zweite Mitteilung.)

Von Clemens Schaefer.

1. In einer früheren Mitteilung[1]) habe ich geprüft, inwieweit heterochromatische Helligkeitsmessungen mit dem Glanschen und mit dem Flimmer-Photometer der sogenannten „Schrödingerschen Bedingung“ gehorchen. Der Gedankengang war dabei folgender: Man schaltet zwischen die beiden zu photometrierenden verschiedenfarbigen Pigmente hinreichend viele Zwischenstufen ein, deren Farbtöne nur wenig voneinander abweichen, damit beim Photometrieren die Verschiedenheit des Farbeindrucks möglichst zurückgedrängt wird, und stellt auf „größte Ähnlichkeit“ der Pigmente ein: man kommt so zu einem Zahlenwert für die Helligkeit des Endpigments, bezogen auf die Helligkeit des Ausgangspigments. Diese Zahl aber kann nur dann als die (relative) Helligkeit des Endpigments bezeichnet werden, wenn das Ergebnis unabhängig „vom Wege“ ist, d. h. unabhängig von der Zahl und der speziellen Wahl der zwischengeschalteten Pigmente. Daß dies wirklich der Fall ist, wurde in der früheren Arbeit gezeigt; als Pigmente dienten dabei diejenigen des sogenannten Ostwaldschen Farbatlasses; es wurden Farbzykel, von oo angefangen, durchgemessen und man kam innerhalb der Fehlergrenzen zum Ausgangswerte zurück. Übrigens hatte derartige Messungen mit dem Glanschen Photometer bereits Kohlrausch[2]) gelegentlich seiner eindringenden Untersuchungen zur Ostwaldschen Farbentheorie angestellt mit demselben Ergebnis, und meine erste Mitteilung bezweckte nur eine Ausdehnung und nochmalige Prüfung dieser Frage.

Kürzlich hat nun Herr Thaddäus Oryng[3]) in einer — auch im übrigen verfehlten — Arbeit[4]) sich mit folgenden Worten gegen diese Methode gewendet: „Auch die Exnersche Methode der kleinen Stufen schafft die bei der Helligkeitsvergleichung ungleichfarbiger Gegen-

1) Cl. Schaefer, Physik. Zeitschr. **26**, 58, 1925.
2) K. W. F. Kohlrausch, Beiträge zur Farbentheorie. Physik. Zeitschr. **21**, I, S. 396; II, S. 425; III, S. 473, 1920. Im folgenden einfach als I, II oder III zitiert.
3) Th. Oryng, Physik. Zeitschr. **26**, 185, 1925.
4) Man vgl. die vernichtende Kritik von E. Schrödinger, Physik. Zeitschr. **26**, 349, 1925.

stände obwaltende Unsicherheit nicht weg; ein beträchtlicher Fehler beim Vergleich von zwei stark differierenden farbigen Flächen wird durch mehrere kleinere an äußerst wenig differierenden ersetzt". Demgegenüber ist zu bemerken, daß im Limes, d. h. bei Einschaltung unendlich vieler unendlich kleiner Zwischenstufen die Methode offenbar exakt richtig wird; nur technisch-experimentelle Gründe veranlassen uns natürlich, endlich viele Zwischenstufen einzuschalten. Die Oryngsche Kritik richtet sich im Grunde also gegen jede infinitesimale Betrachtung, und eine Widerlegung ist daher wohl überflüssig.

2. Zu meiner ersten Mitteilung möchte ich zunächst noch eine nachträgliche Ergänzung bringen. Im allgemeinen wurde, vom Plättchen oo angefangen, ein Farbkreis ganz durchmessen. Aber natürlich muß es nach dem Grundgedanken der Methode auch zulässig sein, Zwischenstufen aus anderen Farbkreisen einzuschalten. Diese Modifikation durch Hinzunahme von Stufen aus mehreren Farbkreisen ist vom experimentellen Standpunkt zur allseitigen Prüfung der Gültigkeit der Schrödingerschen Bedingung sogar erforderlich. Nun ist in Fig. 8 der ersten Mitteilung und Tabelle III derselben eine Meßreihe am Farbkreis *pa* wiedergegeben, die dieses Erfordernis erfüllt. Denn der Farbkreis *pa* des Ostwaldschen Farbatlasses ist nicht vollständig, es fehlen in ihm die Purpurfarben, die violetten, blauen und blaugrünen Pigmente mit den Farbtonzahlen 38—88. Dafür wurden Farbplättchen aus dem Farbkreis *ne* eingeschaltet; sie sind in Tabelle III der ersten Mitteilung durch Einklammern, in der dortigen Fig. 8 durch Strichelung kenntlich gemacht. Der hier in Betracht kommende Teil der alten Tabelle III möge hier noch einmal wiederholt werden (Tabelle I), damit man sich überzeugt, daß auch hier die Schrödingersche Bedingung vollkommen erfüllt ist.

Tabelle I.

Farbkreis *pa*.

Farbtonstufe	Relative Helligkeit
oo	100
oo—08	90
08—17	85,2
17—25	79,2
25—33	58,4
(33—42)	(39,8)
(42—50)	(28,9)
(50—58)	(36,8)
(58—67)	(42,1)
(67—75)	(42,2)
(75—83)	(45,5)
83—92	71,8
92—100	103,1

Gesamtfehler: + 3,1 Proz.

3. In der vorliegenden Mitteilung beabsichtige ich einerseits Erweiterungen der Ergebnisse nach bestimmter Richtung, andererseits gewisse allgemeine Überlegungen über Helligkeitsbestimmung von Pigmenten mitzuteilen.

Es ist bereits von Kohlrausch[1]) darauf hingewiesen worden, daß man die Einschaltung von Zwischenstufen noch in anderer Weise bewirken kann, als es in der ersten Mitteilung geschehen ist.

Wenn man zum Beispiel in einem bestimmten Farbkreise das Pigment 25 mit dem Pigment 75 vergleichen soll, so kann man, unter Beibehaltung des Farbtons 25 zu weniger gesättigten, immer weißlicheren Farbkreisen übergehen, bis man reines Weiß erhält, und kann dann vom Weiß im Farbton 75 zu immer gesättigteren Farbkreisen übergehen, bis man das gewünschte Endpigment 75 im Ausgangsfarbkreise erreicht hat. Die auf diese Weise für die relative Helligkeit des Farbpigments 75 gegen 25 erhaltene Zahl sollte natürlich identisch sein mit derjenigen, die man nach der ersten Methode erhält, bei der man bei (annähernd) konstanter Sättigung in demselben Farbkreise vom Anfangs- zum Endpigment übergeht.

Ob dies zutrifft, kann man in folgender Weise prüfen:

Wenn die relative Helligkeit der Farbplättchen eines Farbkreises (bezogen z. B. auf das Pigment oo, wie in der ersten Mitteilung) festgestellt ist, so kann man die Helligkeit des Farbplättchens oo mit reinem Weiß, dem man die Helligkeit 1 oder 100 gibt, vergleichen, indem man in der oben geschilderten Weise sich bei konstantem Farbton oo durch die weißlicheren Abkömmlinge zu reinem Weiß durchmißt. Damit ist dann die „absolute" Helligkeit des Farbplättchens oo festgelegt und damit, da die relativen Helligkeiten des Farbkreises aus der ersten Mitteilung bekannt sind, auch die absolute Helligkeit des ganzen Farbkreises. Wenn man nun die Probe aufs Exempel machen will, so kann man von jedem der jetzt in seiner absoluten Helligkeit fixierten Farbplättchen des Farbkreises sich nach Weiß durchmessen und muß dann jedesmal den gleichen Endwert 1 (bzw. 100) dafür erhalten. Ist dies der Fall, so ist auch bei diesen Messungen zweiter Art die Schrödingersche Bedingung erfüllt; diese Messungen selbst sind dann also denen erster Art gleichwertig.

Die Messungen wurden vorgenommen mit dem Farbkreis *ia*, dessen relative Helligkeiten schon in der ersten Mitteilung angegeben sind (wieder abgedruckt in der zweiten Kolumne der

1) Kohlrausch, II, S. 424.

folgenden Tabelle II). Es wurde nun das Farbplättchen 00 des Farbkreises *ia* gegen Weiß photometriert unter sukzessiver Zwischenschaltung der Plättchen 00 von *ga*, *ea*, *da*, *ba*, und es wurde, wenn Weiß = 100 gesetzt war, für *ia* 00 gefunden 73,2, was in der ersten Zeile der dritten Kolumne von Tabelle II (eingeklammert) eingetragen ist. Dann ergeben sich durch Multiplikation der relativen Helligkeiten von *ia* (d. h. der Zahlen der zweiten Kolumne) mit dem Werte 0,732 die absoluten Helligkeiten von *ia*, die demgemäß in der dritten Kolumne zu finden sind. Jetzt wurde von jedem der Plättchen 08 bis 92 von *ia* durch Zwischenschaltung der jeweilig gleichfarbigen von *ga*, *ea*, *da* und *ba* bis zum Weiß durchgemessen; es mußte dann bei Gültigkeit der Schrödingerschen Bedingung allemal für Weiß der Wert 100 ergeben. In Wirklichkeit schwanken die Werte ein wenig um 100, wie die vierte Kolumne zeigt, der mittlere Fehler von — 0,3 Proz. liegt aber völlig innerhalb der Fehlergrenzen. Es ergibt sich also auch hier die Gültigkeit der Schrödingerschen Bedingung. Übrigens waren diese Messungen zweiter Art schwieriger auszuführen als die erster Art.

Tabelle II.

Farbkreis *ia*.

Farbton	relative Helligkeit *ia* 00 = 100	absolute Helligkeit Weiß = 100	Weiß gemessen	absolute Helligkeit berechnet
00	100	(73,2)	(100)	(73,2)
08	94,7	69,3	99	70,0
17	77,5	56,7	96,6	58,7
25	76,1	55,6	97,7	56,9
33	59,0	43,2	97,3	44,4
42	34,9	25,5	101,3	25,2
50	32,2	23,6	100,3	23,5
58	40,1	29,3	103,3	28 3
67	51,3	38,0	105,8	36,6
75	50,5	36,9	101,8	36,2
83	54,2	39,6	97,7	40,6
92	83,2	60,8	97,9	62,2
100	100	73,2	(100)	(75,2)
			Mittel = 99,7	

Man kann die gute Erfüllung der Schrödingerschen Bedingung auch noch dadurch zeigen, daß man sämtliche Weißwerte = 100 setzt und dann rückwärts die absoluten Helligkeiten von *ia* berechnet. Die Zahlen sind in der fünften Kolumne der Tabelle II zu finden und man erkennt die sehr nahe Übereinstimmung mit Kolumne 3. In Fig. 1 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt die Resultate nach der Messung erster Art (Kolumne 3 der Tabelle), die gestrichelte die Messung zweiter Art (Kolumne 5). Die oben an der Figur eingetragenen Kreuze entsprechen Kolumne 4; sie zeigen die geringe Schwankung des Weiß um den Wert 100.

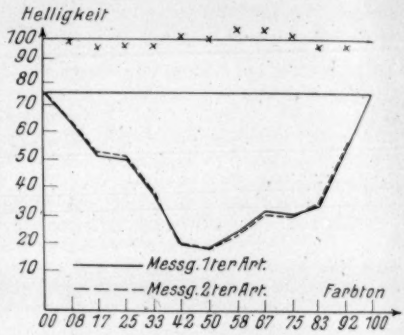


Fig. 1.

Im Anschluß daran mögen noch in Tabelle III die Resultate der absoluten Helligkeitsmessungen des Farbplättchens 00 von 18 Farbkreisen, die durchgemessen wurden, mitgeteilt werden; die Anordnung ist ohne weiteres verständlich.

Tabelle III.

Farbton 00.

Farbkreis	absolute Helligkeit
ba	75,4
da	78,8
da	76,3
ga	79,0
ia	73,2
la	64,2
pa	74,2
dc	59,2
ec	58,2
fc	54,1
gc	61,2
hc	55,7
ic	57,7
kc	54,4
lc	51,8
mc	53,3
nc	41,4
pn	8,4

4. Noch auf eine andere Weise kann man die (absoluten und relativen) Helligkeiten von Pigmenten bestimmen, nämlich wenn man die Remissionsfunktion des Pigmentes und außerdem die „Helligkeitsverteilung“ im Sonnenspektrum kennt, das ja als „Weiß“ definiert ist. Man sieht dies leicht folgendermaßen ein:

In Fig. 2 ist nach den Messungen von A. König[1]) die Helligkeitsverteilung für das Normalspektrum der Sonne als Funktion der Wellenlänge in willkürlichen Einheiten aufgetragen: dieselbe Helligkeitsverteilung hat natürlich auch das von Sonnenlicht beleuchtete „weiße" Pigment, da ja seine Albedo überall = 1 ist. Die Gesamthelligkeit des weißen Pigments in willkürlichen Einheiten erhält man, indem man den Flächeninhalt bestimmt, der von der Königschen Kurve und Abszissenachse begrenzt wird; wir können ihn etwa, um mit dem Vorhergehenden in Übereinstimmung zu bleiben, = 100 setzen. Ein beliebiges gefärbtes Pigment (z. B. 35 von *nc*) hat nun aus dem Grunde eine kleinere Helligkeit, weil seine Albedo (Remission) überall kleiner

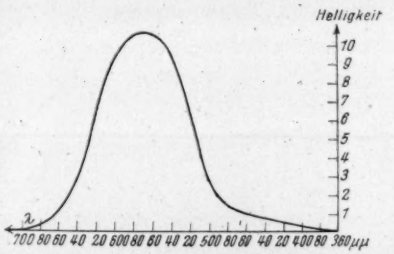


Fig. 2.

als 1 und überdies eine Funktion der Wellenlänge ist, weswegen man die Gesamtheit seiner Albedeen als seine „Remissionsfunktion" bezeichnet. Reduziert man nun jede Ordinate der Königschen Kurve, indem man sie mit der zugehörigen Albedo des Pigments multipliziert, so erhält man eine Kurve, die ganz innerhalb der Königschen liegt und natürlich im einzelnen einen ganz anderen Verlauf haben kann: sie gibt die Helligkeitsverteilung im Spektrum des Pigments an, das von Sonnenlicht beleuchtet ist. Der Flächeninhalt, der von dieser Kurve und der Abszissenachse begrenzt wird, ist die Gesamthelligkeit des Pigments, bezogen auf Weiß = 100, d. h. gerade das, was wir in der ersten und in dieser Mitteilung bestimmt haben.

Es fragt sich natürlich, ob die so aus der Helligkeitsverteilung der Sonne errechneten Helligkeiten mit den von uns gemessenen übereinstimmen; es erschien aus mehr als einem Grunde wichtig, diese Probe zu machen.

Die Remissionskurven der Farbkreise *nc*, *pa* und *ia* hat Kohlrausch[2]) bestimmt; Herr Gibsone hat sie in meinem Institut für *nc* nochmals gemessen und in vollkommener Übereinstimmung mit Kohlrausch gefunden. Für diese drei Farbkreise ist der Vergleich in den folgenden Tabellen IV und V, sowie in den Fig. 3, 4 u. 5 durchgeführt.

Tabelle IV.

Farbkreis *nc*.

Farbton	Helligkeit berechnet	Helligkeit berechnet	
		Messung 2 von Gibsone	Messung 3 von Gibsone
00	100	(100)	(100)
08	94.0	98,8	97.9
17	77.5	76.8	68,5
25	66,2	70.6	61,3
33	57,8	58,5	52,1
42	40,1	36,9	31.0
50	29,4	27,1	22,7
58	38,6	40.3	33.5
67	45,6	46,9	41.8
75	40,7	44.4	39,6
83	41,2	47.3	42.4
92	65,8	73.6	17,0
100	100,0	100,4	100,3

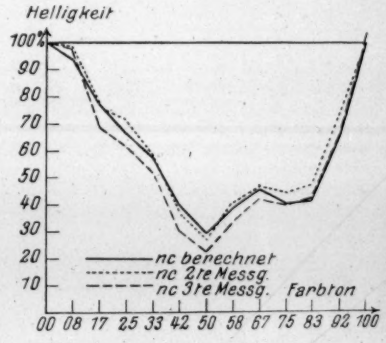


Fig. 3.

In Tabelle IV und Fig. 3 sind die berechneten Werte mit zwei verschiedenen Meßreihen verglichen, die in der ersten Mitteilung als Messung 2 und 3 von Gibsone bezeichnet worden sind. Die Übereinstimmung ist überraschend gut. Vielfach fällt die berechnete Helligkeit zwischen die gemessenen Werte. Für die absolute Helligkeit von *nc* 00 ergab sich aus der Rechnung 59,5, während die Beobachtung gemäß Tabelle III den Wert 51,4 liefert; der berechnete Wert hat jedenfalls die richtige Größenordnung.

Auch bei *pa* und *ia* erkennt man die recht gute Übereinstimmung; auch die absoluten Helligkeiten stimmen so weit überein, als man er-

1) A. König, Helmholtz-Festschrift 1921.
2) Kohlrausch, I, S. 396ff.

warten kann. Das Resultat zeigt einmal die Richtigkeit der photometrischen Messungen, dann

Tabelle V.

Farbton	Farbkreis *pa* Helligkeit berechnet	Farbkreis *pa* Helligkeit beobachtet	Farbkreis *ia* Helligkeit berechnet	Farbkreis *ia* Helligkeit beobachtet
00	100	100	100	100
08	84,8	86,0	93,7	94,7
17	69,9	74,4	81,0	77,5
25	51,0	59,5	82,2	76,1
33	34,0	35,5	64,2	59,0
42		—	38,1	34,9
50	im Atlas	—	31,2	32,2
58	nicht vor-	—	40,3	40,1
67	handen	—	56,0	57,3
75		—	50,8	50,8
83		—	56,3	54,2
92	72,4	69,4	84,2	83,2
100	(100)	(100,1)	(100)	101,5
	absolute Helligkeit von *pa* 00 = 68,3 berechnet 74,2 beobachtet		absolute Helligkeit von *ia* 00 = 70,8 berechnet 73,2 beobachtet	

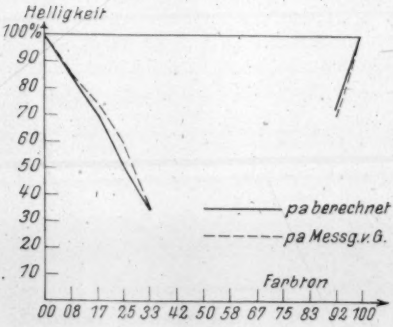


Fig. 4.

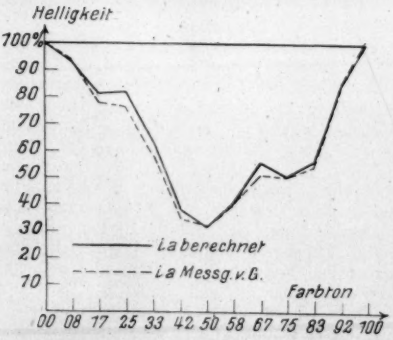


Fig. 5.

aber auch die Güte der Königschen, die selbst heute noch kaum übertroffen sind. Beide Ergebnisse stützen sich gegenseitig auf das beste.

Eine Bemerkung mag hier noch Platz finden: es ergibt sich aus der obigen Darlegung, daß man überhaupt nur eine einzige heterochromatische Helligkeitsmessung zu haben braucht, nämlich die Helligkeitsverteilung im Normalspektrum der Sonne; kennt man außerdem die Remissionsfunktion der Pigmente, d. h. objektives, vom Auge unabhängiges Material, so ist ihre Helligkeit damit sofort mitbestimmt.

5. Den Schluß dieser Notiz möge eine Bemerkung bilden, die zwar fast trivial ist, aber meines Wissens doch noch nicht gemacht worden ist. Sie betrifft die eigentümliche Gestalt der Kurven, die die Helligkeit in einem Farbkreise als Funktion der Farbtonziffern darstellen. Man vergleiche z. B. die sämtlichen Figuren der ersten Mitteilung oder auch nur Fig. 3 bis Fig. 5 dieser Arbeit. Die relativen Helligkeiten fallen von 00 an bis etwa zum Farbton 50 und steigen gegen den Farbton 100 (gleich 00) wieder zum Ausgangswerte an. Man erkennt daraus, das Gelb, Orange, Gelbgrün relativ helle, dagegen Blaugrün, Blau, Violett und Purpur relativ dunkle Farben sind. Das ist nun leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, daß die Helligkeit jedes Pigmentes hervorgeht aus der Reduktion der Königschen Kurve (Fig. 2) mit der Remissionsfunktion dieses Pigmentes; je größer die von der Kurve und der Abszissenachse umschlossene Fläche ist, desto größer die Helligkeit dieses Pigmentes. Da nun die Königschen Kurven der spektralen Helligkeitsverteilung der Sonne ihr Maximum bei etwa 570 $\mu\mu$, d. h. im Gelbgrün besitzt, so werden solche Pigmente große Flächen liefern, deren Remissionsfunktionen ihr Maximum gleichfalls in dieser Spektralgegend, etwa zwischen 620 $\mu\mu$ und 520 $\mu\mu$ haben. Alle Pigmente dagegen, die in dieser Spektralgegend kleine Remissionsvermögen besitzen, können keine beträchtlichen Helligkeitsflächen liefern. Pigmente nun von der Beschaffenheit, daß ihre Remissionsvermögen ihre größten Werte zwischen 520 $\mu\mu$ und 620 $\mu\mu$ haben, können nur solche sein, die gelbgrün bis orange gefärbt sind, wie es auch beobachtet wird; die andern Pigmente müssen relativ dunkel sein. Die eigentümliche Helligkeitsverteilung der Pigmente im Farbkreise kommt also durch die Gestalt der Helligkeitsverteilungskurve im Sonnenlichte zustande. Da diese Kurve durch Reduktion der Energieverteilungskurve der Sonne mit der „Helligkeitsempfindlichkeitskurve“ des Auges (der Zäpfchen) zustande kommt, hat man zwei Ursachen, die die eigentümliche Helligkeitsverteilung der Pigmente im Farbkreise hervor-

bringen: eine „objektive", nämlich die Strahlungseigenschaften der Sonne, eine „subjektive", nämlich die Helligkeitsempfindlichkeit der Zäpfchen. Würde die Sonne z. B. eine Temperatur von 8000° C besitzen, so würden wir auch dieses Licht aller Wahrscheinlichkeit nach als „weiß" bezeichnen, aber die relativen Helligkeiten der Pigmentfarben wären total andere.

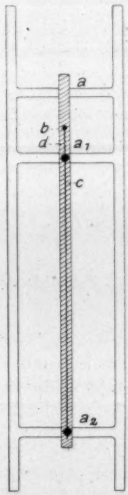
Marburg, Physikalisches Institut der Universität, im Oktober 1925.

(Eingegangen 2. November 1925.)

Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte.

Von Rud. Suhrmann und Klaus Clusius.

Die Abätzung von Wollastondrähten wird im allgemeinen mittels verdünnter Salpetersäure vorgenommen, bei deren Anwendung sehr dünne Drähte (Durchmesser $< 0{,}01$ mm) häufig zerreißen



und unter dem Mikroskop eine ungleichmäßige Oberfläche aufweisen. Der Prozeß nimmt außerdem sehr lange Zeit in Anspruch, da die Zerreißgefahr bei Verwendung konzentrierter Säure zu groß ist. Läßt man das Silber zur Beschleunigung elektrolytisch in Lösung gehen, indem man den Wollastondraht als Anode und einen Platindraht als Kathode schaltet, so bildet der sich entwickelnde Sauerstoff eine weitere Gefahr für den abzuätzenden Draht.

Das im folgenden geschilderte Verfahren gestattet nicht nur, den Draht innerhalb einer Stunde gleichmäßig abzuätzen, sondern schließt auch jede Zerreißgefahr selbst bei Drähten von 0,002 mm nahezu vollständig aus. Man benutzt hierbei den Wollastondraht als Elektrode eines Elementes, dessen andere Elektrode eine schmale Platinfolie (etwa von 0,01 mm Dicke und 2 mm Breite) und dessen Flüssigkeit Cyankaliumlösung ist; das Element ist in sich kurz geschlossen. Unter der Einwirkung des wenigen in der Lösung befindlichen oder an der Platinfolie okkludierten Sauerstoffs, der als Depolarisator wirkt, geht dann das Silber als $Ag(CN)_2'$ in Lösung.

Die Anordnung erfolgt am besten nach der in der Figur skizzierten Weise. Man schmilzt die Platinfolie an drei Stellen, a, a_1, a_2 an einen Glasrahmen an und bringt auf a_1 und a_2 etwas Schellack. Darauf reinigt man den abzuätzenden Draht mit einem chloroformdurchtränkten Wattebausch und spannt ihn parallel der Folie im Abstande von 2 bis 3 mm aus, indem man ihn bei b mit einem kleinen Flämmchen anschweißt und in den Schellack bei a_1 und a_2 einbettet. Den oberen Teil des Drahtes überzieht man bis c mit einer Schutzschicht, z. B. etwas Picein, und taucht ihn bis d in die Cyankaliumlösung (5—10 Proz.), so daß sich also auch die Ansatzstelle der Schutzschicht in der Lösung befindet; hierdurch vermeidet man, daß der Angriff an der Stelle, wo der Luftsauerstoff hinzutreten kann, zu heftig erfolgt. Das Abätzen geht dann ohne jede Gasentwicklung vollkommen gleichmäßig vor sich.

Breslau, Physik.-Chem. Institut d. Techn. Hochschule, 27. Oktober 1925.

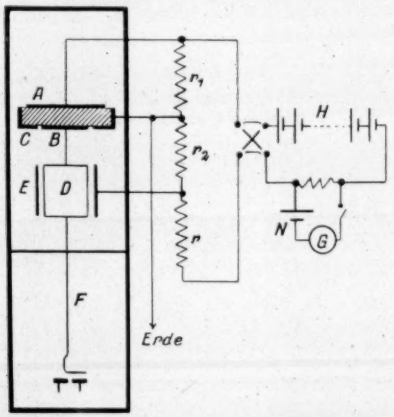
(Eingegangen 29. Oktober 1925.)

Die Bestimmung von sehr kleinen Leitfähigkeiten mit dem Vakuumelektrometer.

Von G. Hoffmann.

Versucht man die Leitfähigkeit von sehr gut isolierenden Stoffen (z. B. Schwefel, Bernstein) zu bestimmen, so sieht man sich vor allem zwei störenden Einflüssen gegenüber. Die Anordnung sei etwa so getroffen, daß eine flache Scheibe (vgl. den oberen Teil der Figur) aus dem zu prüfenden Material mit drei Elektroden versehen ist: A Spannungselektrode, B Zuführung zum Elektrometer, C geerdeter Schutzring. Beim Anlegen von Spannung an A erhält B zunächst die Influenzladung, dann ladet sich B weiter auf (dielektrische Nachwirkung und Leitung)

mit langsam fallender Intensität. Der Endvorgang dieses Ladungsprozesses, die gleichmäßige Weiterladung von B entsprechend einem wahren Leitungsstrom durch das Dielektrikum ist aber deswegen schwer zu beobachten, weil der auftretende Strom, im Laufe der Zeit abnehmend, schließlich von derselben Größenordnung wird wie die Ströme durch die umgebende Luft in den Verbindungsleitungen und im Elektrometer. Zu dieser ersten Schwierigkeit tritt die zweite, daß die Spannung bei A von einigen hundert Volt sehr konstant gehalten



werden muß, weil schon kleine Spannungsänderungen, etwa durch Temperatureinflüsse bedingt, durch Influenz auf B Ladungsänderungen ebenfalls von der gleichen Größenordnung wie die zu beobachtenden Effekte bewirken.

Von der ersten Störung kann man sich nur dadurch befreien, daß die ganze Anordnung ins Vakuum gebracht wird; die zweite läßt sich durch eine Kompensationsschaltung überwinden.

Die wesentlichen Teile der Versuchsanordnung der vorgeschlagenen Methode sind aus der Figur ersichtlich. Der ganze stark umrahmte Teil befindet sich in einem guten Vakuum. Dem Kondensator AB mit dem zu untersuchenden Dielektrikum ist der Zylinder-(Vakuum-)Kondensator ED gegengeschaltet. Beiden Kondensatoren wird durch Einschalten des Stromes der Batterie H über den Regulierwiderstand r gleichzeitig Spannung zugeführt im Verhältnis der passend abgeglichenen Widerstände r_1 und r_2, so daß das Elektrometer F nur mit einer möglichst geringen Differenzladung belastet wird. Die Schaltung entspricht also einer bekannten Anordnung zur Vergleichung von Kapazitäten.

Diese Spannung aber bleibt nun minuten- oder stundenlang liegen. Besitzt das Dielektrikum Nachwirkung oder Leitung, so zeigt sich dies an der Bewegung des Elektrometers. Eine absolute Konstanz der Batterie wird nicht vorausgesetzt, bei genauen Messungen kann man aber durch Nebenschaltung von Normalelement (N) und Galvanometer (G) die Methode verfeinern. Eine Leitfähigkeit wird angezeigt, wenn nach Abschalten der Spannung und Zurückbildung der dielektrischen Erregung ein Dauerausschlag des Elektrometers übrig bleibt.

Wesentlich für die Methode ist die Benutzung des Vakuum-Elektrometers[1]), mit dem sich Ladungssummierungen über sehr lange Zeiten (Tage) ausführen lassen. Mit der Ausarbeitung der Methode ist Herr H. Neumann beschäftigt und wird in einer demnächst erscheinenden Königsberger Dissertation über die Einzelheiten berichten.

Die von Nachwirkungserscheinungen abgetrennten Leitfähigkeiten ergeben sich teilweise erheblich kleiner als es den Literaturangaben entspricht. Nach mündlicher Mitteilung von Herrn Neumann wurde für die Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur einer Bernsteinprobe ein außerordentlich niedriger Wert von der Größenordnung 10^{-20} Ohm^{-1} cm^{-1} festgestellt, während sich für verschiedene Schwefelproben Werte zwischen 10^{-18} und 10^{-19} Ohm^{-1} cm^{-1} ergaben.

1) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **13**, 480 u. 1029, 1912; Ann. d. Phys. **42**, 1196, 1913 u. **52**, 665, 1917.

Königsberg, Institut für Experimentalphysik.

(Eingegangen 7. November 1925.)

Die magnetischen Eigenschaften von Eisen-Einkristallen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Walther Gerlach.

Im Jahre 1921 wurde in dieser Zeitschrift[1]) mitgeteilt, daß sowohl die Größe des Hysteresisverlustes als auch die Stärke des Barkhausen-effektes[2]) von der Kristallstruktur der Probe derartig abhängig ist, daß beide mit wachsender Größe der Kristallite abnehmen. Die Größe der Kristallite bei den damals benutzten Eisen-Silicium-Blechen lag zwischen einigen mm^3 und weniger als 0,1 mm^3. Auch wurden damals schon Messungen an einem einheitlichen Kristallstück

1) W. Gerlach, Physik. Zeitschr. **22**, 568, 1921.
2) H. Barkhausen, Physik. Zeitschr. **20**, 401, 1919.

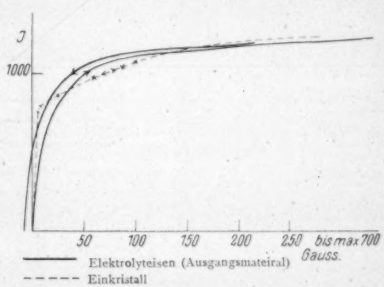
von Eisen-Silicium gemacht. Es gelang dann vor etwa einem Jahre aus Elektrolyteisen Einkristalle größeren Ausmaßes herzustellen, die sehr interessante magnetische Eigenschaften haben. Für Unterstützung bei der Herstellung der Kristalle danke ich auch an dieser Stelle herzlich Herrn J. Czochralski in Frankfurt a. M.

In Anschluß an die Mitteilung von O. v. Auwers[1]) soll im folgenden kurz ein Ergebnis der bisherigen Versuche mitgeteilt werden. Es wurden die Magnetisierungskurven aufgenommen

I. von gezogenem Elektrolyteisen,
II. von ganz grob kristallinem Elektrolyteisen,
III. von Einkristallen von Elektrolyteisen.

Sämtliche Proben waren langgestreckte runde Stäbe von 8—13 cm Länge und 0,3 bis 0,5 cm Dicke. Von jeder Probe wurden verschiedene Formen untersucht. Es ergab sich, daß die Proben II wesentlich geringere Hystereseverluste hatten als das Ausgangsmaterial, schwankend von Probe zu Probe.

Die Einkristalle (Proben III) zeigten nur noch einen ganz kleinen Bruchteil von Hysterese und Remanenz. Die Figur zeigt die Magnetisierungsschleife für das Ausgangsmaterial (ausgezogene Kurve[2])) und für einen Einkristall (gestrichelte Kurve): Letzterer hatte eine nicht mehr nachweisbare Remanenz. Auf- und absteigender Ast fallen bis 500 mm Magnetometerausschlag bei Sättigung bis auf 0,5 mm zusammen. Durch ein besonderes Meßverfahren wurde ermittelt, daß die Remanenz eines Einkristalls nur noch 8 Proz. von der des Ausgangsmaterials war, nämlich $\mathfrak{B} = 480$.



Auch die Form der $\mathfrak{J}$, $\mathfrak{H}$-Kurve ist wesentlich verändert, indem bei schwachen Feldern die Kurve wesentlich steiler ansteigt, und dann einen scharfen Knick erleidet.

Über weitere Eigenschaften wird berichtet werden.

Tübingen, Physikalisches Institut, 26. November 1925.

(Eingegangen 30. November 1925.)

1) O. v. Auwers, Physik. Zeitschr. **26**, 699, 1925.
2) Es ist nur die jungfräuliche Kurve sowie der absteigende Ast der Hystereseschleife eingezeichnet.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

W. Steubing (Aachen), Neue Untersuchungen im elektrischen Feld.

Die Versuche wurden mit dem Ziele unternommen, Unterlagen dafür zu gewinnen, ob es einen dem Zeemaneffekt analogen Starkeffekt an Bandenspektren gibt.

Es hat lange gedauert, bis man den ersteren am Bandenspektrum und nur in geringem Betrage hat nachweisen können. Was den Starkeffekt angeht, so liegen hier bisher noch sehr wenige Beobachtungen vor: außer den ersten Mitteilungen von Stark und seinen Schülern, die sich auf kurze Angaben über das Viellinienspektrum von Wasserstoff und die negativen Stickstoffbanden beschränken, ist kein Material zur Entscheidung dieser Frage beigebracht worden. Es bedarf keines Hinweises, daß es für die Kenntnis der Bandenspektra überhaupt sehr wichtig ist, dafür sichere Unterlagen zu schaffen. Eigene Untersuchungen (gemeinsam mit Herrn Dr. Kirschbaum), über die ich vor drei Jahren in Leipzig berichtete[1]), mit der Absicht, durch technische Verbesserungen genauere Resultate an den negativen Stickstoffbanden zu erzielen, hatten nur den Erfolg, daß wir Änderungen besonders in der Intensitätsverteilung in den Banden feststellen konnten, die sich aber quantitativ nicht verwerten ließen. Auf Grund der damaligen Arbeit möchte ich aber behaupten, daß alle derartigen Beobachtungen für Bandenspektra soweit bedenklich sind, als nicht bei der Untersuchung oder unabhängig davon sichergestellt wird, daß etwa beobachtete Effekte „reine" Starkeffekte sind. Mit anderen Worten: es ist sorgfältig zu prüfen,

1) Diese Zeitschrift **23**, 427, 1922.

ob Änderungen nicht auf sekundäre Einflüsse des elektrischen Feldes zurückzuführen sind. Speziell die damals untersuchten Stickstoffbanden sind hier besonders ungeeignet, weil anderweitige Untersuchungen gezeigt haben, daß sowohl die Temperatur wie die Anregungsbedingungen, ja sogar der Zusatz von Edelgasen grundlegende Änderungen in Struktur und Intensitätsverteilung der Banden hervorruft. Darum kann eine Methode, die die Anregungsbedingungen unkontrollierbar ändert, ebensowenig Verwendung finden wie eine solche, die

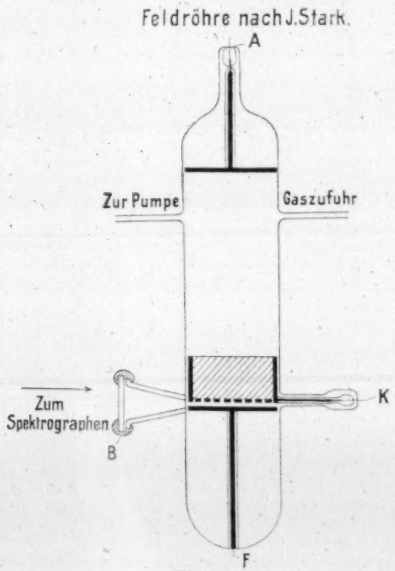


Fig. 1.

qualitative Änderungen entsprechend der Methode der ersten Kathodenschicht zeigt. Mein Bestreben ging darum zunächst dahin, eine Methode zu schaffen, die in Anlehnung an die Methode Starks quantitativ regulierbare Felder liefert und gleichzeitig eine Kontrolle der Sekundäreinflüsse erlaubt. Es sei kurz dazu die Starksche Methode, die allein bisher meßbare Ergebnisse geliefert hat, an der Hand der Figur erläutert.

In Fig. 1 bedeuten A die Anode der Kanalstrahlenröhre, K die Siebkathode und F die Feldelektrode, die je nachdem positiv oder negativ aufgeladen wird. Die Feldelektrode befindet sich in 1 bis 2 mm Abstand unterhalb der Kathode und die Spektralaufnahmen werden durch das seitliche Ansatzfenster B gewonnen. Ist der Gasdruck in der Röhre soweit erniedrigt, daß der Kathodendunkelraum mehrere Zentimeter beträgt, so kann die Spannung an die Feldelektrode angeschaltet werden, ohne daß selbständige Entladung zwischen der normal stets an Erde liegenden Kathode und der isolierten Feldplatte einsetzen kann, und die Kanalstrahlen, die durch die Löcher in den Zwischenraum zwischen beiden Platten gelangen, kommen in ein Spannungsfeld genau definierter und meßbarer Größe.

Aber wie ohne weiteres klar ist, durch die Strom- und Spannungsmesser nachweisbar und mit dem Auge zu erkennen ist, ändert das Anlegen der Feldspannung je nach dem Vorzeichen die Entladung in der Kanalstrahlenröhre: Liegt an der Feldelektrode eine negative Feldspannung (gleich Beschleunigung der normalen Kanalstrahlen, so verkürzt sich der Kathodendunkelraum und entsprechend umgekehrt bei positiver Ladung. Es ist zweifellos, daß die schon von J. Stark festgestellten Intensitäts- und Polarisationsänderungen am Linienspektrum je nach Vorzeichen der Feldspannung dort kaum stören können, wo große Zerlegungen und Verschiebungen usw. eintreten, daß sie aber jede Beobachtung illusorisch machen, bei der man Sekundär- und Primäreffekt nicht trennen kann.

Darum wählte ich folgende Versuchsanordnung, die für Linienspektren wegen der Beobachtung im Visionsradius der Kanalstrahlen des Dopplereffekts wegen nicht geeignet ist, aber bei Bandenspektren Erfolg verspricht, wenn eine Wirkung vorhanden ist, weil ein Dopplereffekt bei ihnen nicht in Frage kommt. Die Figur zeigt die neue Anordnung.

An Stelle der siebartig durchlöcherten Kathode tritt hier eine Aluminiumkathode K, die einen 10 cm langen Kanal durch ein zentral eingeschraubtes Aluminiumrohr besitzt (lichte Weite 1 cm). Längs des Rohres sind eng nebeneinander 1 mm weite Löcher zur Kontrolle der Kanalstrahlen und zugleich um die Gaszufuhr ins Feld zu erleichtern. Das Gas strömt durch den Ansatz $a1$ ein, tritt durch die Löcher in das Rohr bzw. den Feldzwischenraum und wird oberhalb in der Entladungsröhre durch den Ansatz $a2$ zur Pumpe abgesaugt. Konzentrisch in dem Aluminiumrohr der Kathode befindet sich ein massiver Stab aus Aluminium S von gleicher Länge wie das Rohr. Nach dem Innern der Entladungsröhre ebenso wie nach der entgegengesetzten Seite ist auf den Stab S ein Hütchen aus Quarz aufgeschmolzen — gehalten durch einen eingeschmolzenen Platinstift —, der eine Entladung zwischen Anode der Entladungsröhre und diesem Stift ebenso unmög-

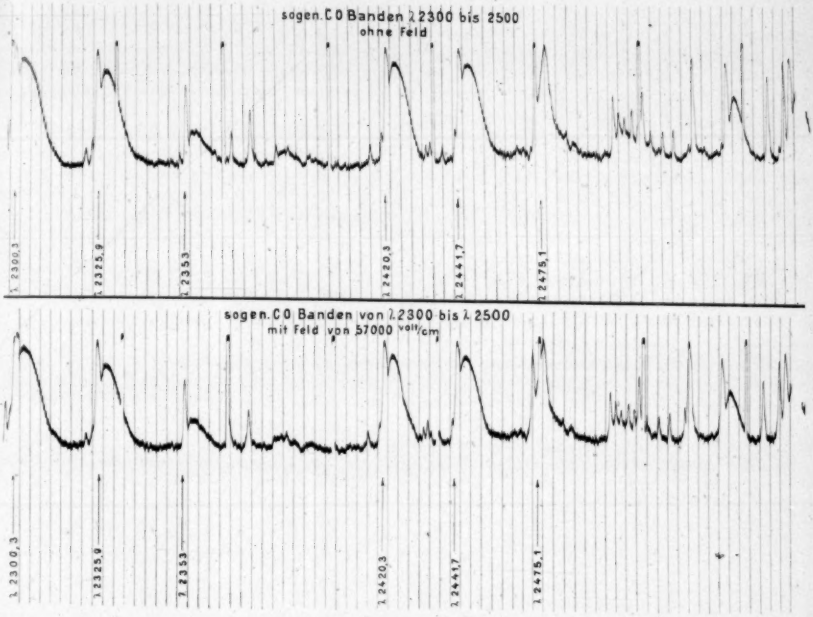

sogen. CO Banden λ 2300 bis 2500
ohne Feld
λ 2300,3
λ 2325,9
λ 2353
λ 2420,3
λ 2441,7
λ 2475,1
sogen. CO Banden von λ 2300 bis λ 2500
mit Feld von 57000 volt/cm
λ 2300,3
λ 2325,9
λ 2353
λ 2420,3
λ 2441,7
λ 2475,1

Fig. 3.

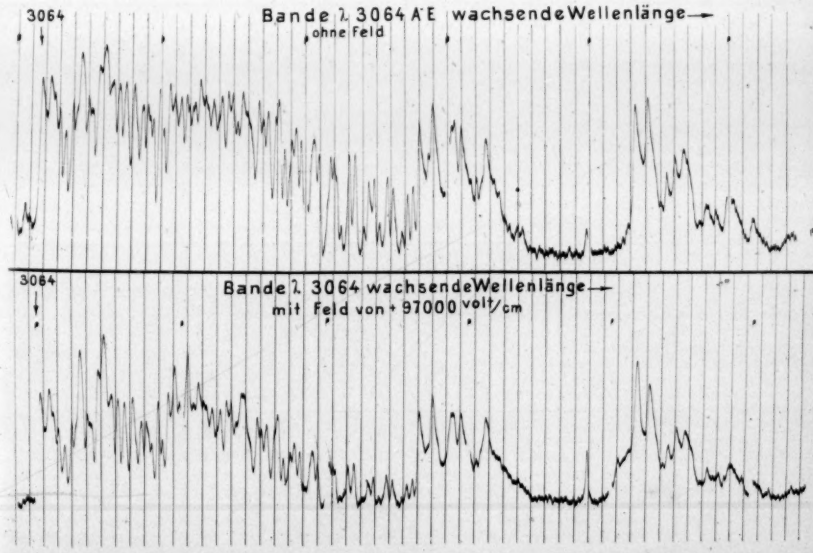

3064
Bande λ 3064 A·E wachsende Wellenlänge →
ohne Feld
3064
Bande λ 3064 wachsende Wellenlänge →
mit Feld von + 97000 volt/cm

Fig. 4.

lich macht wie ein seitliches Überschlagen an den beiden Enden zwischen Kathode und dem Zentralstift, der die Feldspannung bekommt, entsprechend wie die Platte F in der ursprünglichen Starkschen Anordnung (Fig. 1). Gehalten wird der Stift durch zwei seitlich eingeschraubte und ins Glas der Röhre eingeschmolzene Aluminiumstifte, über die in ganzer Länge Quarzröhrchen Q zur Isolation gezogen sind. Es bleibt also ein ringförmiger Luftspalt zwischen dem Zentralstift in der Achse des Rohres und

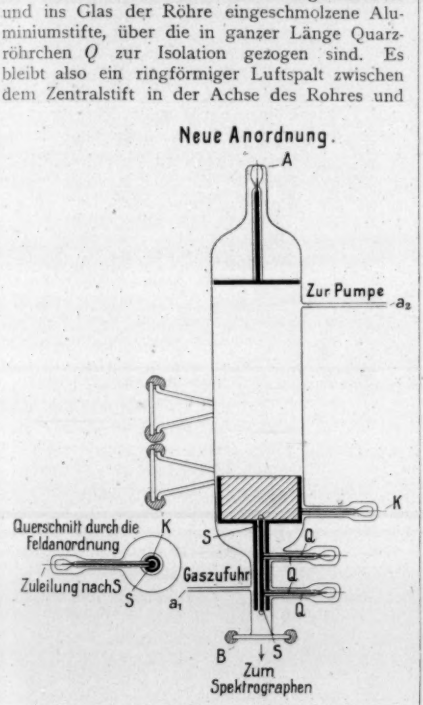


Fig. 2.

diesem. Das Ende des Rohres wird durch ein aufgekittetes Quarzfenster B aus geschmolzenem und geschliffenem Quarz abgeschlossen. Die Kathode lag stets an Erde. Der Zentralstift bekam je nachdem positive oder negative Ladung durch ein Hochspannungsmaschinenaggregat, das maximal 10000 Volt leistete. Den Betriebsstrom der Röhre lieferte eine Hochspannungsgleichrichtereinrichtung, die mit 500 Perioden Wechselstrom gespeist wurde. Da bei der später benutzten Röhre der Luftspalt auf 1 mm verringert wurde, ließen sich Felder von 100000 Volt pro Zentimeter ohne besondere Schwierigkeiten halten. Daß bei dieser Feldanordnung, die gewissermaßen das Feld eines Zylinderkondensators an Stelle des entsprechenden Plattenkondensators in der Starkschen Methode benutzt, das Feld nicht völlig homogen ist, ist ein unvermeidlicher, aber nicht sehr ins Gewicht fallender Nachteil.

Da nach dem geringen bisherigen experimentellen Material nur sehr kleine Effekte zu erwarten waren, die unvermeidbare Lichtschwäche der Versuchsanordnungen einerseits, andererseits die notwendige große Dispersion die günstigsten optischen und photographischen Bedingungen verlangten, arbeitete ich zuerst mit Quarzoptik und höchst empfindlichen Platten (Imperial Eklipse) an der Grenze des luftdurchlässigen Gebiets und untersuchte zuerst die negativen Kohlenoxydbanden, die Deslandres zuerst gefunden und ausgemessen hat. Um größte Empfindlichkeit mit größter Dispersion zu vereinen, stellte ich den Apparat anf das Gebiet zwischen 2100 und 2600 A.-E. ein und präparierte die Platten nach dem Verfahren von Jeantet und Ducleaux, die sich dadurch bedeutend empfindlicher erwiesen. Die folgenden Aufnahmen zeigen die Banden einmal ohne, sodann mit Feld von 67000 Volt pro Zentimeter. Bei der Aufnahme ohne Feld blieb der Zentralstift mit der geerdeten Kathode verbunden[1]).

Obschon die Dispersion sich zwischen 5 und 9 A.-E. pro Millimeter bewegt, also der eines guten Rowland-Konkavgitters vergleichbar ist, sind nur Intensitätsunterschiede wahrnehmbar, die der Feldwirkung auf Linien zuzuschreiben sind und für die Banden keine Bedeutung haben. Da die Aufnahmen mit und ohne Feld in den Banden so völlig identisch sind, daß bei der genannten Feldstärke weder Aufspaltungen noch Verbreiterungen und Verschiebungen sich feststellen lassen trotz guter Auflösung der Banden, ist zu schließen, daß diese Banden keinen Starkeffekt besitzen[2]).

1) An Stelle der im Lichtbild gezeigten Spektrogramme habe ich es vorgezogen, für den Druck die entsprechenden photographischen Registrierkurven wiederzugeben, die mit einem neugebauten Registriermikrophotometer erhalten sind, das demnächst an anderer Stelle beschrieben werden soll. (Siehe Tafel II, Fig. 3.)

2) Zur Vermeidung von Mißverständnissen seien hier noch einige Notizen über die Versuchsanordnung eingefügt. 1. Aufnahmen im kurzwelligen Gebiet wie oben waren ohne Projektion auf den Spalt und ohne Zerlegung in die senkrecht zueinander schwingenden Komponenten durchgeführt, weil in diesem Gebiet Kalkspat zu stark absorbiert, um brauchbar zu sein, und eine anderweitige Trennung und Zerlegung der p- und s-Komponenten wegen der Lichtschwäche des Spektrums zu undurchführbaren Expositionszeiten gezwungen hätte. 2. Die Anordnung gestattet naturgemäß eine sichere Entscheidung nur dann, wenn die Aufnahme mit Feld, was Entladungsspannung, Stromstärke, Gasdruck, Reinheit des Gases usw. angeht, sich genau gleich durchführen läßt wie ohne Feld. Darauf wurde durch Spannungs- und Strommesser sowie spektroskopische Beobachtung sorgfältig geachtet. Die Anordnung bewährte sich so, daß das An- und Abschalten der

Als zweites Bandenspektrum zur Untersuchung wählte ich die ultravioletten Banden, die in der Literatur meist als Wasserdampfbanden bezeichnet werden. Sie kommen ebenfalls im ultravioletten Kanalstrahlenlicht in relativ großer Intensität vor. Ihre Erzeugung bietet technisch ebensowenig Schwierigkeit wie die der vorgenannten Kohlenoxydbanden, bei denen das Gas aus einer Vorratskugel, die mit trockener Kohlensäure gefüllt war, durch die Entladungsröhre strömte. Für diese Banden erwies sich als beste Methode die Erzeugung von Wasserdampf aus festem Ätzkali durch Anwärmen auf ca. 75° C. Man erhält so genügend Gas, um das richtige Vakuum in der Entladungsröhre mit Hilfe der rotierenden Gaede-Quecksilberpumpe herzustellen. Da die Quarzoptik, die mir zur Verfügung stand, nicht fehlerfrei war und gleichmäßige Schärfe über das ganze ultraviolette Gebiet nicht zu erzielen war, wurde die Einstellung geändert für das Gebiet zwischen 3200—2500 A.-E. Die Dispersion betrug bei 2900 pro Millimeter 9,4 A.-E. Aber auch hier ließen die Aufnahmen mit und ohne Feld keine Änderungen am Bandenspektrum erkennen (vgl. Fig. 4, Tafel II). Dabei betrugen die benutzten Feldstärken 97000 Volt pro Zentimeter. Wie man sieht, treten durch die Feldwirkung nur neue Linien hervor bzw. werden verstärkt, und die eigentlichen Bandenlinien zeigen weder Andeutung von Zerlegungen noch Verschiebungen.

Mit der gleichen Anordnung habe ich schließlich noch Aufnahmen im sichtbaren Spektrum gemacht unter Ersatz der Quarzoptik durch Glasoptik. Freilich ist hierdurch die Dispersion (bei λ 4400 ca. 14 A.-E. pro Millimeter) kaum noch sehr geeignet zur Bandenuntersuchung und hat auch wenig Ergebnisse gezeitigt. Bei Benutzung des Ätzkalidampfes erhält man nur sehr wenige Wasserstofflinien, hauptsächlich tritt das kontinuierliche Wasserstoffspektrum auf. Es bleibt im elektrischen Feld unverändert stark — im Gegensatz zu früheren Beobachtungen am kontinuierlichen Spektrum des Jods. Bei Verwendung von reinem Wasserstoff (käufliche Bombe) erhielt ich wohl zahlreiche Linien des Viellinienspektrums, doch ergaben sorgfältige Vergleiche, daß von ca. 100 Linien sicherlich 90 Proz. keine Verschiebungen oder Zerlegungen bei der angegebenen Dispersion und Feldstärke erkennen ließen. Meine Resultate gehen nicht über das hinaus, was J. Stark in einer kurzen Mitteilung vor Jahren darüber gebracht hat. Ich möchte darum schließen, daß im allgemeinen ein Starkeffekt an den meisten Bandenspektra nicht existiert bzw. selbst für sehr hohe Feldstärken so kleine Beträge hat, daß er mit den heutigen Hilfsmitteln, die die Anwendung sehr großer Dispersion der Lichtschwäche halber bei Bandenspektren nicht gestatten, kaum quantitativ faßbar sein dürfte. Eine neue Untersuchung der negativen Stickstoffbanden muß natürlich noch zeigen, ob und wieweit diese eine Ausnahmestellung einnehmen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft spreche ich für ihre Unterstützung bei diesen Untersuchungen meinen herzlichen Dank aus.

Diskussion.

Herr Paschen: Nach Analogie mit den Linienspektren wäre zu erwarten: 1. Verschiebungen der Bandenlinien, 2. Auftreten von Kombinationen, welche durch Auswahlregeln verboten sind, also neuer Banden.

Herr Steubing: Dem stimme ich hinsichtlich unserer heutigen Kenntnisse und Theorie von den Bandenspektren völlig zu.

Herr Ladenburg: Ich möchte darauf hinweisen, daß Takamine[1]) vor einigen Jahren nach der Lo Surdo-Methode an einer größeren Zahl von Linien des sekundären Wasserstoffspektrums in Feldern von über 100000 Volt/cm soviel ich mich entsinne, deutliche, wenn auch geringe Effekte (Verschiebungen und wie ich glaube auch Aufspaltungen) beobachtet hat. Man kann natürlich nicht erwarten, daß die Linien des Wasserstoffmoleküls einen linearen Starkeffekt von auch nur annähernd der Größe des Effekts wie die Linien des Wasserstoffatoms zeigen, da dieses ja ein elektrisches Moment besitzt und daher im elektrischen Felde bereits in erster Annäherung eine wesentliche Konfigurationsänderung erleidet.

Herr Steubing: Ich muß gestehen, daß

Feldspannung (sowohl positiv wie negativ) den Kathodendunkelraum unverändert ließ. Man kann infolgedessen trotz der hohen Feldspannung mit viel kleinerem Dunkelraum als bei der Anordnung von J. Stark arbeiten, ehe im Feld Durchschlag erfolgt; indessen wurde die Dunkelraumlänge so groß gewählt, daß der 10 cm lange Kanal möglichst in seiner ganzen Länge von Kanalstrahlenlicht erfüllt war (Kontrolle durch die Löcher, s. Fig. 2), um eine möglichst lange Leuchtbahn von Kanalstrahlen im Feld zu haben. Selbstverständlich wird bei vorliegender Anordnung, wo im Visionsradius der Kanalstrahlen die Aufnahme erfolgt, ein Spektrum nicht nur aus dem Feldraum (Abstand im Zylinderkondensator 1,6 und 1 mm), sondern auch aus der Glimmschicht mit aufgenommen, aber mit Hilfe der seitlichen Ansatzfenster f_2, f_3 (siehe Fig. 2) lassen sich die Spektra der ersten Kathodenschicht und Glimmschicht unabhängig aufnehmen und ein Vergleich von gleich exponierten und gleich geschwärzten Spektrogrammen mit und ohne Feld läßt hinreichend erkennen, ob und welche Feldwirkungen vorliegen.

1) Anmerkung bei der Korrektur: s. Takamine und Kokubu, Mem. Coll. of Sc., Kyoto 3, 271, 1919; daselbst weitere Literatur.

ich den Versuchen von Takamine etwas skeptisch gegenüberstehe, sowohl hinsichtlich der angegebenen Feldstärken, die ja nur schätzungsweise durch Extrapolation ermittelt werden können, als auch hinsichtlich der beobachteten Änderungen. Daß natürlich nur ganz geringe Effekte am Bandenspektrum zu erwarten waren, habe ich angeführt, aber bei meinen hohen Feldstärken von 100000 Volt pro Zentimeter und der angewendeten Dispersion hätte ich mehr erwartet. Im übrigen halte ich die Methode (Lo Surdo, Anderson, Takamine) zur quantitativen Untersuchung an Bandenspektren für unbrauchbar, möchte aber betonen, daß meine Arbeit am Wasserstoffspektrum noch nicht abgeschlossen ist und ich meine sehr zeitraubenden Versuche noch weiter fortsetzen möchte.

Herr Hettner: Meine von Herrn Geheimrat Sommerfeld erwähnte Rechnung zeigt, daß ein elektrisches Feld hauptsächlich die Rotation des Moleküls beeinflußt, indem das Feld eine Richtkraft ausübt. Da bei Elementen, wie sie Herr Steubing untersucht hat, ein elektrisches Moment wohl auch im angeregten Zustand nicht zu erwarten ist, fällt dieser Einfluß hier fort. In dieser Beziehung ist also die Theorie mit dem Nichtvorhandensein eines wesentlichen Starkeffektes in Übereinstimmung.

Richard Becker (Berlin), Über die Plastizität amorpher und kristalliner fester Körper.

Zusammenfassung. Es wird versucht, das ganze Gebiet der plastischen Deformierbarkeit fester Körper zu beschreiben mit Hilfe der drei Grundphänomene Platzwechsel, Spannungsschwankungen und Verfestigung. Der molekulare Platzwechsel bestimmt die Plastizität amorpher Körper und vermittelt einen quantitativen Zusammenhang zwischen Zähigkeit und Diffusion, dessen experimentelle Prüfung noch aussteht. Beim kristallinen Körper werden die Platzwechsel erst bei der Rekristallisation bedeutungsvoll, während die Fließgeschwindigkeit bei diesen durch spontane Spannungsschwankungen bestimmt wird. Die Existenz der theoretisch geforderten Temperaturabhängigkeit der Plastizität wird durch Versuche an Wolfram nachgewiesen. Dieser Nachweis wird erschwert durch die Verfestigung, welche bisher eine geringe Temperaturempfindlichkeit kristalliner Substanzen in ihren plastischen Eigenschaften vortäuschte. Alle drei Grundphänomene treten gleichzeitig ins Spiel beim zähen Fließen der Metalle oberhalb ihrer Rekristallisationstemperatur.

1. Einleitung. Über die atomaren Prozesse, welche dem Phänomen der Plastizität oder Zähigkeit zugrunde liegen, sind wir im einzelnen bisher nur unterrichtet im Falle der Gase, bei welchen die Zähigkeit quantitativ ermittelt werden kann aus der freien Weglänge der Gasatome und dem damit verbundenen Transport von Bewegungsgröße. Die Zähigkeit von Flüssigkeiten hat sich bisher in keiner Weise theoretisch befriedigend behandeln lassen. Bei noch weiterer Steigerung der Zähigkeit kommen wir in das im folgenden zu behandelnde Gebiet der unterkühlten Flüssigkeiten oder amorphen festen Körper (Glas, Kolophonium, Siegellack usw.) sowie der kristallinen Substanzen. Diese sind dadurch gekennzeichnet, daß sie mit der Eigenschaft der Plastizität diejenige einer meßbaren Schubelastizität verbinden.

Im folgenden soll die Auffassung vertreten werden, daß die Plastizität der zuletzt genannten Substanzen ganz allgemein erst entsteht durch thermische Bewegung und die damit verbundenen Schwankungserscheinungen. Insbesondere wird behauptet, daß bei amorphen Körpern der Platzwechsel, also eine Schwankungserscheinung im molekularen Gebiet, für die Plastizität wesentlich ist. Für die Plastizität kristalliner Substanzen dagegen ist eine grundsätzlich andere Art von Schwankungserscheinungen verantwortlich zu machen, nämlich spontane Spannungsschwankungen in der Umgebung einer Gleitebene, welche sich auf eine größere Anzahl von Atomen gleichzeitig erstrecken müssen.

Nach der angedeuteten Auffassung besteht das Fließen eines festen Körpers (z. B. eines auf Zug beanspruchten Stabes) in einer großen Zahl von diskreten, durch Wahrscheinlichkeitsgesetze geregelten Sprüngen. Der Betrag der Fließgeschwindigkeit u ist dann das Produkt aus der Zahl der pro sec. erfolgenden Sprünge und der Strecke λ, um welche sich der Stab bei einem einzelnen Sprung im Durchschnitt verlängert. Die Zahl der Sprünge ist ihrerseits gegeben durch Anzahl Z der für einen Sprung überhaupt in Frage kommenden Elemente (Moleküle beim amorphen, Schwankungsbereiche beim kristallinen Körper) und der Wahrscheinlichkeit W, daß an einem einzelnen Element ein Sprung erfolgt (Platzwechsel bzw. Erreichung einer „kritischen" Spannung). Für die Fließgeschwindigkeit eines festen Körpers folgt somit der allgemeine Ausdruck

$$u = \lambda Z W. \qquad (1)$$

Einer Theorie der Plastizität erwächst somit speziell die Aufgabe, die drei Größen λ, Z, W in ihrer Abhängigkeit von der deformierenden Kraft und der Temperatur zu ermitteln. Ergibt

sich dabei u als proportional der wirkenden Kraft, so können wir der Substanz eine bestimmte Zähigkeit η im üblichen Sinne zuschreiben. Nun ist von vornherein wahrscheinlich, daß λ der Kraft proportional ist. Da Z als wesentlich konstant anzusehen ist, so ist die Angabe einer bestimmten Zähigkeit im üblichen Sinn nur dann möglich, wenn W von der Kraft unabhängig ist, eine Bedingung, die zwar beim amorphen, keineswegs aber beim kristallinen Körper erfüllt ist[1]).

2. Amorphe Körper. Einen amorphen Körper oder eine unterkühlte Flüssigkeit kann man sich kontinuierlich erzeugt denken aus einem idealen Gase durch entsprechende Verdichtung und Abkühlung. Der Bewegungscharakter eines einzelnen Moleküls ändert sich dabei ebenfalls in kontinuierlicher Weise. Nennen wir t_f die Zeit, welche die Moleküle zum Durchlaufen einer freien Weglänge gebrauchen und t_0 die Dauer der Wechselwirkung mit einem anderen Molekül (Stoßdauer beim idealen Gase, Verweilzeit beim amorphen Körper), so ist der Gaszustand gekennzeichnet durch die Bedingung $t_f \gg t_0$. Wie in der Gastheorie gezeigt wird, ist die Zähigkeit in diesem Fall allein durch die Größe t_f bestimmt. Im anderen Extremfall, nämlich beim amorphen Körper, besteht die Bewegung der Moleküle wesentlich darin, daß sie um zufällig im Raume angeordnete Gleichgewichtslagen quasi-elastische Schwingungen ausführen. Nur gelegentlich wird die Amplitude einer solchen Schwingung so groß, daß das Molekül seine Gleichgewichtslage mit einer anderen vertauscht (Platzwechsel). Die durchschnittliche Verweilzeit t_0 eines Moleküls in dieser Gleichgewichtslage ist nach unserer Auffassung entscheidend für die Plastizität der Substanz, und zwar wird die in (1) eingeführte Wahrscheinlichkeit $W = 1 : t_0$. Es entsteht nun die wichtige Aufgabe, die Wirkung eines einzelnen Platzwechsels, d. h. die Größe λ in (1) abzuschätzen.

In einer auf Maxwell zurückgehenden Ausdrucksweise kann man das Verhalten eines amorphen Körpers bei mechanischer Beanspruchung in folgender Weise beschreiben[2]): Bedeutet τ die Schubspannung, welche auf einen solchen Körper wirkt, γ die Winkelverzerrung, so ist eine zeitliche Änderung der Schubspannung τ aus zwei Gründen möglich: Insofern nämlich, als der Körper elastisch ist, liefert die Elastizitätstheorie zwischen γ und τ den eindeutigen Zusammenhang $\tau = G \cdot \gamma$, wo G den Modul der Schubelastizität bezeichnet. Die Plastizität hat weiterhin zur Folge, daß auch bei konstant gehaltener Verzerrung die Spannung abnimmt mit einer Geschwindigkeit, welche der gerade vorhandenen Spannung proportional ist. Unter Einführung einer als Relaxationszeit bezeichneten Materialkonstanten Θ gilt daher für die Änderungsgeschwindigkeit von τ die Gleichung:

$$\frac{d\tau}{dt} = G\frac{d\gamma}{dt} - \frac{\tau}{\Theta}.$$

Diese Gleichung liefert zwei einfache Beziehungen, je nachdem, ob wir die Spannung τ oder die Verzerrung γ konstant halten. Im ersten Falle erhalten wir eine der Spannung proportionale Fließgeschwindigkeit

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\tau}{G \cdot \Theta}$$

mit der Zähigkeit

$$\eta = G \cdot \Theta. \qquad (2)$$

Im zweiten dagegen ein exponentielles Abklingen der Spannung

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{-\frac{t}{\Theta}}$$

derart, daß die Spannung nach Ablauf der Relaxationszeit Θ auf den $e$ten Teil gesunken ist.

Es liegt nun nahe, die Relaxationszeit Θ mit der oben eingeführten Verweilzeit t_0 zu vergleichen und eine Beziehung der Form

$$\Theta = \alpha t_0 \qquad (2a)$$

zu suchen, wo α eine dimensionslose, von der Struktur des Körpers abhängige Größe bedeutet. Man könnte fernerhin erwarten, daß α in der Größenordnung von 1 nicht allzu verschieden ist. Denkt man sich nämlich an dem Versuchskörper die Last τ angebracht und die alsdann erzeugte Verzerrung konstant gehalten, so ist eine Entspannung des Materials nur möglich infolge von Platzwechselvorgängen, d. h. infolge einer Umgruppierung der einzelnen Moleküle. Eine merkliche Entspannung kann also erst nach einer Zeit von der Größenordnung t_0 eingetreten sein. Andererseits wird das Material nach einer im Verhältnis zu t_0 sehr großen Zeit eine vollkommene Umgruppierung erfahren und seine Spannung vollständig verloren haben. Die Zeiten Θ und t_0 müssen also mindestens miteinander vergleichbar sein. Für eine genauere Abschätzung der Größe α sind natürlich eingehendere Betrachtungen über den Mechanismus der Entspannung erforderlich. Über einen dahin zielenden Ansatz hoffe ich demnächst berichten zu können.

1) Die ganze Beschreibung setzt natürlich voraus, daß der betrachtete Körper in seinen plastischen Eigenschaften homogen ist. Bei plastisch inhomogenen Körpern treten kompliziertere Erscheinungen auf. So gibt eine statistische (ungeordnete) Inhomogenität Veranlassung zur elastischen Nachwirkung, wie ich kürzlich (Zeitschr. f. Phys. **33**, 185, 1925) zeigen konnte.

2) Vgl. dazu etwa die Betrachtungen über Relaxation von R. Reiger, Verb. D. phys. Ges. **21**, 421, 1919.

Eine Möglichkeit zur experimentellen Prüfung des vermuteten Zusammenhangs besteht darin, daß auch die innere Diffusion D durch die Größe der Verweilzeit bestimmt ist. Bezeichnet man nämlich mit δ den mittleren Abstand zweier aufeinander folgender Gleichgewichtslagen, welcher von dem mittleren Abstand zweier Moleküle nicht wesentlich verschieden sein kann, so wird $D = \frac{1}{6}\frac{\delta^2}{t_0}$. Durch Elimination der Größe t_0 erhält man dann den einfachen Zusammenhang

$$D \cdot \eta = \frac{\alpha}{6} G \delta^2 .$$

Das Produkt aus Zähigkeit η und Diffusionskonstante D ist also, abgesehen von dem Zahlenfaktor α, vollständig bestimmt durch Schubelastizität G und Molekularvolumen δ^3. Messungen zur Prüfung dieser Beziehung und Bestimmung von α liegen bisher nicht vor. Ihre Ausführung ist dadurch erschwert, daß man es bei amorphen Körpern in der Regel mit chemisch inhomogenen Substanzen zu tun hat; und daß die Größe D in der obigen Gleichung sich natürlich nicht bezieht auf die Diffusion irgendwelcher zufälliger Beimengungen in den plastischen Körper hinein, sondern auf die Diffusion derjenigen Moleküle, welche das „tragende Gerüst" des Körpers bilden.

3. Kristalline Substanzen. Obwohl bei den kristallinen Substanzen Platzwechselvorgänge ebenfalls vorhanden sind, haben sie für die Plastizität dieser Körper zunächst keine Bedeutung[1]). Die Forschungen der letzten Jahre haben nämlich gezeigt, daß die plastische Deformation von Kristallen in der Betätigung gewisser Gleitebenen liegt. Diese Ebenen besitzen eine kristallographisch wohl definierte Lage gegenüber dem Kristallgitter. Auch die Gleitrichtung der Ebene ist kristallographisch in mehreren Fällen eindeutig festgelegt worden. Diese wichtigen Feststellungen beziehen sich jedoch lediglich auf den geometrisch-kristallographischen Charakter der Gleitung, während über die Dynamik dieses Vorganges damit noch wenig gesagt ist. Insbesondere bleibt es vollkommen unverständlich, wieso eine derartige Gleitung bei gegebener Kraft mit einer ganz bestimmten „zähen" Geschwindigkeit vor sich gehen kann. Die Aussage, daß die Gleitung der beiden Ufer mit einer gewissen gegenseitigen Reibung vor sich geht, ist natürlich keine Erklärung, sondern nur eine anders formulierte Beschreibung dieser Tatsache.

Zu einem Verständnis des Gleitvorganges kann man auf folgende Weise gelangen: Fassen wir zunächst eine bestimmte, unter einer geringen Schubspannung stehende kristallographische Gleitebene beim absoluten Nullpunkt der Temperatur ins Auge. Die von den Molekülen aufeinander ausgeübten Kräfte haben zur Folge, daß das Material der Schubspannung nicht nachgeben kann, ein Fließen also nicht erfolgt. Bei weiterer Steigerung der Spannung kommt man schließlich zu einem gewissen Wert σ_R, dessen tangentiale Komponente imstande ist, die Gitterkräfte zu überwinden[1]). Dann muß ein völliges Abgleiten an den Flächen, also eine Trennung entstehen. Dagegen können wir uns ein langsames Gleiten entlang der Fläche ohne Bruch beim absoluten Nullpunkt durchaus nicht vorstellen. Wiederholen wir jetzt denselben Versuch bei höherer Temperatur. Jetzt werden die unregelmäßigen Wärmebewegungen der einzelnen Moleküle gegeneinander zur Folge haben, daß auch die elastische Spannung in dem ins Auge gefaßten Bereich unregelmäßigen und schnell veränderlichen Schwankungen unterworfen ist. Die kritische Schubspannung kann infolgedessen gelegentlich auch dann erreicht werden, wenn die angelegte Spannung σ noch wesentlich kleiner ist. Wenn dieser Fall eintritt, so wird ein sprungweises Abgleiten an der Fläche erfolgen, jedoch nur um eine sehr kleine Strecke, da die Überschreitung der kritischen Spannung nur sehr kurze Zeit andauert. Jede einzelne rein zufällige Überschreitung der kritischen Spannung gibt also Veranlassung zu einer endlichen sprunghaften Betätigung der betr. Gleitebenen. Dieses Bild ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß man die diskreten Gleitebenen an den endlichen Versetzungen des Materials gelegentlich direkt mikroskopisch beobachten kann, was natürlich nicht der Fall wäre, wenn das Fließen ein homogener, durch den ganzen Kristall sich gleichmäßig erstreckender Vorgang wäre. Eine ähnliche Auffassung wurde bereits gelegentlich von Tammann[2]) vertreten, welcher einen Gleitsprung immer dann erwartete, wenn zufällig die zu beiden Ufern der Gleitebene liegenden Moleküle eine solche Schwingungsphase besitzen, daß sie sich

1) Nach Versuchen von Hevesy (Nature 115, 674, 1925) scheinen bei ungestörten Einkristallen Platzwechsel überhaupt nicht vorzukommen. Vermutlich ist eine gewisse Störung der idealen Gitteranordnung die notwendige Vorbedingung für das Auftreten von Platzwechseln.

1) Von der Möglichkeit einer Zerreißung, d. h. einer Trennung unter der Wirkung der Normalkomponente von σ_R soll in dieser ganzen Arbeit abgesehen werden.

2) Tammann, Lehrbuch der Metallographie, 1. Auflage. In den späteren Auflagen hat Tammann diese Deutung fallen gelassen, vermutlich deshalb, weil sie ihm mit der geringen Temperaturempfindlichkeit der technischen Materialeigenschaften nicht verträglich zu sein schien.

alle gleichzeitig voneinander entfernen. Einer konsequenten Durchführung dieser Auffassung stand bisher die Schwierigkeit entgegen, daß danach die Plastizität von Kristallen in sehr starker Weise von der Temperatur abhängen müßte. Von einer auf thermischen Schwankungen beruhenden Eigenschaft muß man nämlich verlangen, daß sie größenordnungsgemäß von der Temperatur so stark abhängt, wie etwa eine chemische Reaktions- oder Verdampfungsgeschwindigkeit. Diese Folgerung scheint im krassen Widerspruch zu stehen mit der alltäglichen Erfahrung, daß die bisher bekannten plastischen Eigenschaften eines Metalles bei Erwärmung um 10°—20° C sich im allgemeinen relativ wenig ändern. Auch die bisherige ausgedehnte Materialforschung scheint nicht den geringsten Anhalt für eine so ausgeprägte Temperaturabhängigkeit zu geben. Die bekannten Versuche von Tammann über die Fließgeschwindigkeit von Metallen bei Annäherung an den Schmelzpunkt können ebenfalls nicht als Stütze für die elastische Auffassung des Gleit-Ebenen-Mechanismus herangezogen werden, da sie in einem Gebiet lebhafter Rekristallisationsgeschwindigkeit ausgeführt wurden, wo aus diesem Grunde bereits eine starke Temperaturabhängigkeit zu erwarten war.

Will man trotzdem die Plastizität von Kristallen als Schwankungserscheinung deuten, so hat man die doppelte Aufgabe zu erledigen, nämlich zunächst nachzuweisen, daß, allen bisherigen Erfahrungen zum Trotz, die von der Theorie verlangte starke Temperaturabhängigkeit der Plastizität doch vorhanden ist. Das geschieht im Abschnitt 7, wo gezeigt wird, daß Wolframeinkristalle bei Zimmertemperatur ihre Fließgeschwindigkeit nahezu verdreifachen bei Erhöhung der Temperatur um 10° C. Auch polykristallines Material zeigt eine ähnlich starke Temperaturabhängigkeit. Sodann ist zu erklären, wie es möglich war, daß diese wichtige Materialeigenschaft bisher übersehen wurde.

4. Die Erklärung liegt darin, daß jede plastische Verformung von Kristallen innig verknüpft ist mit einem zweiten Vorgang, nämlich dem der Verfestigung.

Diese hat zur Folge, daß bei konstanter Belastung die Fließgeschwindigkeit abnimmt. Diese Abnahme kommt bei dem unten dargestellten Versuch mit *W*-Einkristall bereits deutlich zum Ausdruck. Sie ist aber bei polykristallinen Materialien und auch bei den meisten anderen Einkristallen sehr viel deutlicher, derart, daß das Fließen nach kurzer Zeit überhaupt praktisch zum Stillstand kommt. Dieser Vorgang ist so ausgeprägt, daß in der technischen Materialprüfung überhaupt kaum von der Fließgeschwindigkeit die Rede ist. Sie beschränkt sich vielmehr wesentlich auf die Beschreibung dieser Verfestigung, indem sie angibt, nach welcher Dehnung bei einer bestimmten Last eine zum Tragen dieser Last ausreichende Verfestigung erfolgt ist. Auch die Elastizitäts- und die Streckgrenze sind technisch so definiert, daß sie diejenigen Lasten angeben, bei denen nach einer Reckung um 2 Promille bzw. 2 Proz. die Fließbewegung praktisch zum Stillstand kommt. Die durch eine derartige Angabe gemessene technische Plastizität gibt also streng genommen überhaupt keine Aussage über die momentane Beschaffenheit des zu prüfenden Materials. Sie bedeutet vielmehr eine Angabe über dessen Fähigkeit, sich durch Dehnung in ein festeres Material umwandeln zu lassen.

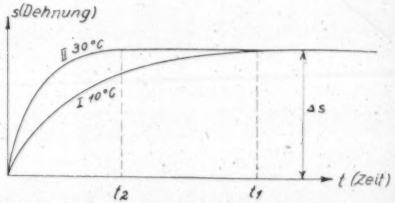


Fig. 1.

Fig 1 möge diese Verhältnisse in schematischer Weise erläutern: I sei eine bei konstanter Last aufgenommene Weg-Zeit-Kurve, eines sich stark verfestigenden Materials. Nach der Zeit t_1 ist das Fließen praktisch zum Stillstand gekommen. Die von der Last bewirkte Reckung Δs ist diejenige Größe, welche bei den üblichen technischen Messungen allein beobachtet wird. Bei Wiederholung des Versuches bei einer um etwa 20° C höheren Temperatur würden wir dann den durch die Kurve II angedeuteten Verlauf erwarten. Die Deformationsgeschwindigkeit auf beiden Kurven, bezogen auf gleiche Werte von s, ist auf der Kurve II überall um ein mehrfaches größer als auf I. Trotzdem ist die erzielte Reckung Δs in beiden Fällen praktisch die gleiche. Nimmt man hinzu, daß bei den meisten technischen Materialien die Zeiten t_1 bzw. t_2, innerhalb welcher das Fließen praktisch zum Stehen kommt, klein sind gegen die Beobachtungszeit, so wird es vollkommen verständlich, daß die starke Temperaturabhängigkeit des Fließens sehr wohl vereinbar sein kann mit der geringen Temperaturabhängigkeit der technischen Materialeigenschaften, wie Elastizitätsgrenze usw.

5. Wir wollen nun versuchen, das bisher nur qualitativ angedeutete Bild der Spannungsschwankungen durch eine einfache Abschätzung etwas quantitativ zu gestalten, wobei wir uns jedoch auf die relative Abhängigkeit der Fließgeschwindigkeit von Kraft und Temperatur beschränken werden. In dem allgemeinen Ausdruck (1) $u = \lambda Z W$ wird die Anzahl Z der in Betracht kommenden Gleitebenenabschnitte von Kraft und Temperatur unabhängig sein. Die durch einen einzelnen Sprung ermöglichte Deformation λ dürfte im wesentlichen der Kraft proportional sein, so daß die Hauptaufgabe in einer Abschätzung der Wahrscheinlichkeit eines Gleitsprunges an einer ins Auge gefaßten Stelle besteht. Dazu denken wir uns den Kristall einer bestimmten Zugspannung unterworfen und betrachten eine Ebene, welche nach ihrer geometrischen und kristallographischen Lage als Gleitebene in Betracht kommt. σ_R sei diejenige Zugspannung, unter deren Wirkung bei Abwesenheit jeder thermischen Bewegung ein Abgleiten an dieser Ebene (ein Verschiebungsbruch) erfolgen würde. Ein Gleitsprung an dieser Ebene soll nun nach der oben erörterten Auffassung immer dann auftreten, wenn innerhalb eines gewissen, vorläufig unbekannten Volumens V in der Umgebung dieser Ebene die Spannung σ infolge der unregelmäßigen Wärmebewegung zufällig auf den Wert σ_R erhöht wird. Ist nun E der Elastizitätsmodul des Materials, so ist die Arbeit A, welche man zur reversiblen und isothermen Erzeugung von σ_R innerhalb V aufwenden müßte, gegeben durch

$$A = \frac{1}{2} \frac{V(\sigma_R - \sigma)^2}{E}.$$

Nach bekannten Sätzen der statistischen Mechanik ist aber die Wahrscheinlichkeit W dafür, daß dieser Zustand spontan durch thermische Schwankung erreicht wird, im wesentlichen gegeben durch

$$W = \text{const.}\, e^{-\frac{A}{kT}} = \text{const.}\, e^{-\frac{V(\sigma_R - \sigma)^2}{2EkT}}.$$

Für die relative Abhängigkeit der Fließgeschwindigkeit u von Temperatur T und Kraft σ erhalten wir somit

$$\mathfrak{T} = T \cdot \frac{\partial \ln u}{\partial T} = \frac{V(\sigma_R - \sigma)^2}{2EkT}$$

$$\mathfrak{S} = \sigma \cdot \frac{\partial \ln u}{\partial \sigma} = 1 + \frac{V\sigma(\sigma_R - \sigma)}{EkT},$$

wo die 1 in der letzten Gleichung von dem mit σ proportional angenommenen λ in (1) herrührt. Die experimentell meßbaren Größen $\mathfrak{T}$ und $\mathfrak{S}$ können nun zur Berechnung der noch unbekannten Materialkonstanten V und σ_R benutzt werden. Man erhält durch Elimination dieser beiden:

$$\frac{\sigma_R}{\sigma} = 1 + \frac{2\mathfrak{T}}{\mathfrak{S} - 1} \quad \text{und} \quad V = \frac{(\mathfrak{S} - 1)^2}{\mathfrak{T}} \frac{EkT}{2\sigma^2}.$$

Bei dem nachher beschriebenen Versuch mit Wolfram-Einkristallfäden ergab sich etwa $\mathfrak{T} = 30$ und $\mathfrak{S} = 40$ in der Nähe der Zimmertemperatur ($T = 300$) bei einer Spannung $\sigma = 96$ kg/mm² $= 94 \cdot 10^8$ Dynen/cm². Wenn wir 1 neben 40 in obigen Formeln vernachlässigen, so würden wir mit $E = 4 \cdot 10^{12}$ Dyn/cm² und $k = 1{,}37 \cdot 10^{-16}$ erhalten:

$$\frac{\sigma_R}{\sigma} = 2{,}5 \quad \text{und} \quad V = 5 \cdot 10^{-20}\ \text{cm}^3.$$

Dieser Wert für V ist überraschend klein. Er würde nur etwa 3000 Wolframatome (vom Volumen $1{,}6 \cdot 10^{-23}$) enthalten. Der Wert $\sigma_R = 2{,}5\,\sigma \sim 250$ kg/mm² liegt in der Nähe der Zerreißfestigkeit von Wolfram. Es sei aber nachdrücklich betont, daß diese Rechnung in keiner Weise als exakte Theorie zu werten ist. Die Charakterisierung des Materials durch je eine Größe V und σ_R dürfte sich insbesondere bei näherer Nachprüfung als viel zu primitiv erweisen. Immerhin schien sie mir dafür geeignet, den Grundgedanken der hier vertretenen Auffassung von der Plastizität kristalliner Substanzen klar hervortreten zu lassen. Die Kleinheit des Volumens V würde darauf hindeuten, daß die kritische Spannung σ_R nur in einem winzigen Bruchteil der makroskopischen Gleitebene überschritten zu werden braucht, um einen Gleitsprung der ganzen Ebene auszulösen. Man wird aber weiteres experimentelles Material und eine Vertiefung der theoretischen Abschätzung abwarten müssen, bevor man derartigen Schlüssen volles Vertrauen entgegenbringen kann.

6. Nach obiger Vorstellung hat der Fließvorgang kristalliner Substanzen mit Platzwechselerscheinungen zunächst nichts zu tun. Diese werden jedoch für die beobachtbaren plastischen Eigenschaften auch hier insofern bedeutungsvoll, als eben durch den Platzwechsel die Rekristallisation und die Kristallvergütung ermöglicht wird. Der Vollständigkeit halber seien daher über diese Vorgänge noch einige Bemerkungen gestattet[1]). Die Ursache der Verfestigung erblickt man neuerdings allgemein in einer Behinderung des Gleitens durch Störung des Raumgitters. Die verschiedenen, durch die Worte Gleitebenenblockierung, Verknüllung, innere Spannungen, Verlagerung usw. gekennzeichneten Auffassungen haben in der Tat die Vor-

1) Vgl. dazu etwa Masing u. Polanyi, Ergebnisse der exakt. Naturw. II, S. 177, 1923 u. Koref, Über Kristallvergütung. Zeitschr. f. Metallkunde 17, 213, 1925.

stellung gemeinsam, daß im verfestigten Material das ideale Kristallgitter mit seinen absolut ebenen Gleitflächen nicht mehr vorhanden ist. Es ist klar, daß jede solche Störung eine erhebliche Vergrößerung der im vorigen Abschnitt mit σ_g bezeichneten Grenzspannung zur Folge haben muß. Wird ein derartig verfestigtes Material so hoch erwärmt, daß Platzwechsel mit ausreichender Häufigkeit erfolgen können (Rekristallisationstemperatur), so wird durch diese die Störung beseitigt und das gute Gitter wieder hergestellt. Bei geringfügiger Störung besteht dieser Vorgang in der Wiederherstellung des ursprünglichen Gitters. Das ist die Kristallvergütung, welche in einem größeren Volumen gleichmäßig vor sich geht und keine neuen Korngrenzen erzeugt. Im Gegensatz dazu wird bei der eigentlichen Rekristallisation in einem stärker gestörten Material von einem oder mehreren Keimen aus ein vollkommen neues Gitter aufgebaut; der Keim wächst dabei mit einer bestimmten linearen Geschwindigkeit in die verfestigte Masse hinein. In beiden Fällen muß aber die Platzwechselhäufigkeit entscheidend sein für die Geschwindigkeit, mit welcher in dem einen Fall der homogen bleibende Kristall sich vergütet und in dem andern Fall die neue Korngrenze in das deformierte Material hinein sich vorschiebt.

Deformiert man ein kristallines Material oberhalb seiner Rekristallisationstemperatur, so wird die Verfestigung bereits während der Deformation durch die gleichzeitig einsetzende Rekristallisation kompensiert. Man erhält dann bei konstant bleibender Belastung nach einer anfänglichen Abnahme der Fließgeschwindigkeit schließlich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Verfestigung und Rekristallisation, welches ein zeitlich konstantes „zähes" Fließen zur Folge hat. Diese Erscheinung wurde unter anderem von Andrade[1]) an Drähten beobachtet. Auch die Preßversuche von Tammann und seinen Mitarbeitern beziehen sich auf dieses Gebiet zähen Fließens. Die dabei beobachtete starke Temperaturabhängigkeit der Fließgeschwindigkeit kann aber, wie nochmals betont sei, als Stütze für die statistische Auffassung des Gleitebenen-Mechanismus nicht in Betracht kommen, weil hier die Temperaturempfindlichkeit der Plastizität zum wesentlichen Teil bewirkt ist durch diejenige der Rekristallisation.

7. Fließversuche an Wolfram-Einkristallen. Zum direkten Nachweis der Temperaturabhängigkeit der Plastizität wurden Fließversuche mit Wolfram in einem Temperaturgebiet von Zimmertemperatur bis 100° C ausgeführt. Die Versuche wurden in mannigfacher Weise variiert, erfolgten jedoch in ihrer einfachsten Ausführung derart, daß an Stelle der einen Schale einer einfachen Tarierwage der zu prüfende Draht eingespannt wurde, dessen unteres Ende mit der gleichen gußeisernen Unterlage fest verbunden wurde, auf welche auch die Säule der Wage festgeschraubt war. Durch Aufsetzen eines geeigneten Gewichtes auf die andere Schale der Wage bewirkt man ein Fließen des Drahtes, welches mit Hilfe eines auf dem Wagebalken angebrachten Spiegels und eines etwa 5 m langen Lichtzeigers sowie einer Stoppuhr sich bequem verfolgen ließ. Bei der getroffenen Anordnung entsprach eine Dehnung um 0,016 mm einem Weg des Lichtzeigers

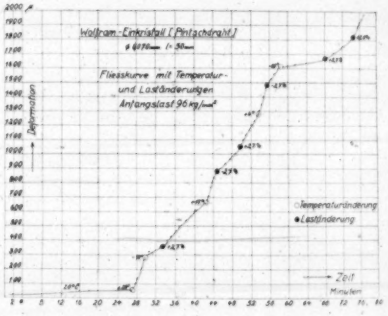


Fig. 2.

von 1 mm. Die Erwärmung des Drahtes erfolgte mit Hilfe elektrischer Heizung derart, daß der Heizstrom zugleich als Meßstrom in einer Brückenschaltung verwandt wurde. Als Maß der Temperaturänderung diente die auf diese Weise ermittelte Veränderung des elektrischen Widerstandes. Gelegentlich wurde auch die elektrische Heizung ersetzt durch ein den Draht umgebendes, mit warmem Paraffinöl gefülltes Gefäß, was jedoch zu denselben Resultaten führte. Das Ergebnis eines derartigen Versuches ist in vorstehender Fig. 2 wiedergegeben, in welcher die beobachtete Deformation als Funktion der Zeit aufgetragen wurde. Dieser Versuch wurde ausgeführt mit einem Wolfram-Einkristall der Firma Pintsch von 0,07 mm ⌀ und 8 cm Länge. Die Belastung betrug anfangs 96 kg/mm², die Anfangstemperatur 20° C. An den durch größere Kreise gekennzeichneten Stellen wurde die Temperatur des Drahtes um den daneben angegebenen Betrag geändert. An anderen in der Figur kenntlich gemachten Stellen dagegen erfuhr die Belastung eine Änderung, deren prozentischer Betrag ebenfalls in der Fig. vermerkt

1) Andrade, Physik. Zeitschr. 11, 709 1910.

ist. Man ersieht zunächst qualitativ, daß eine Temperaturerhöhung von 10^0—20^0 C die Fließgeschwindigkeit stets um ein Mehrfaches ändert. Bezeichnet man mit u die Fließgeschwindigkeit und mit T die absolute Temperatur, so kann man als Maß der Temperaturabhängigkeit von u die Größe

$$\mathfrak{T} = T \cdot \frac{\partial \ln u}{\partial T}$$

ansehen.

Für diesen Ausdruck wurden bei dem geschilderten und auch bei vielen anderen Versuchen mit Wolframeinkristallen Werte gefunden, welche etwa zwischen 20 und 40, also im Mittel ungefähr bei 30 liegen. Das bedeutet, daß sich die Fließgeschwindigkeit von Wolfram bei 300^0 C auf das $e = 2{,}8$fache erhöht, wenn man die Temperatur um $\frac{300}{30} = 10^0$ steigert. Für die Abhängigkeit der Fließgeschwindigkeit von der Last ergaben sich bei dem genannten Material Werte von etwa

$$\mathfrak{S} = \sigma \frac{\partial \ln u}{\partial \sigma} = 40.$$

Durch Ausdehnung der Erwärmung bis auf etwa 100^0 konnte festgestellt werden, daß das Anwachsen der Fließgeschwindigkeit in diesem Bereich sich mit unverminderter Stärke fortsetzt. In einigen Versuchen mit anderen Materialien (techn. Kupferdraht, gezogener und angeglühter Wolframdraht, Wismuteinkristall) wurde konstatiert, daß bei diesen die Temperaturabhängigkeit mindestens so groß ist wie bei Wolfram, anscheinend sogar noch wesentlich größer. Trotzdem gelang es nicht, einen sicheren Zahlenwert dafür zu ermitteln. Exakte Messungen werden bei diesen Materialien durch die stark ausgeprägte Verfestigung sehr erschwert, welche auch die Ursache dafür ist, daß diese Temperaturabhängigkeit bisher von der Forschung übersehen wurde.

Diskussion.

Herr Smekal: Ich bin Herrn Becker sehr dankbar, daß er sein merkwürdiges Ergebnis über die Größenordnung seiner Energieschwankungsbereiche angegeben hat, obwohl er ihm nur wenig Zuverlässigkeit beimißt; mit Rücksicht auf die benutzten theoretischen Grundlagen stimme ich hierin mit ihm völlig überein. Um die geradezu paradoxe Übereinstimmung mit den Folgerungen meines Vortrages bezüglich der störungsfreien Gitterbereiche noch um ein weiteres Paradoxon zu vermehren, möchte ich darauf hinweisen, daß Herr Handford einen äußerst empfindlichen Dehnungsapparat konstruiert hat, welcher die kleinste bisher gemessene Gleitstrecke von $6{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm ergeben hat, was wiederum genau mit den Lineardimensionen der von mir und Becker angegebenen Gitterbereiche übereinstimmt.

H. Reißner (Berlin), Über eine Möglichkeit, die wesentlichen Eigenschaften von Kern und Elektron aus dem metrisch-elektromagnetischen Felde abzuleiten.

Das Problem des Elektrons und Kerns trifft heute, wie übrigens schon einmal in der Geschichte dieses Problems, auf zwei verschiedene Lager.

Entweder man hält die Zeit für noch nicht gekommen und verschiebt seine Lösung, bis die vielleicht gleichen Quellen der noch rätselhafteren, an die Namen von Planck, Einstein und Bohr geknüpften Quantengesetze freigelegt sind.

Oder man hält die Lösung auf den von Maxwell, Lorentz, Mie, Einstein, Hilbert, Weyl u. a. geschaffenen Grundlagen für möglich und sucht nach derjenigen Wendung der Fragestellung, die zunächst wenigstens die Einzigartigkeit der gleichen Kern- und Elektronladung und die große Verschiedenheit ihrer Massen liefern könnte, in der Hoffnung, daß die weiteren Gesetze der Kernbausteine, des Energieaustausches zwischen Materie und Feld und der Lichtquanten einer rationellen Deutung der Grundtatsachen folgen werden.

Von diesem letzteren, heute und einige Zeit noch sicher aktiveren Standpunkte aus, möchte ich Ihnen über eine von mir aufgestellte Theorie berichten, die auf einem vollständigen, in sich geschlossenen System von Ausgangsgleichungen aufgebaut, die beiden wesentlichen (statischen) Eigenschaften von Kern und Elektron grundsätzlich und zahlenmäßig wiedergibt.

Ein solches System von Ausgangsgleichungen, die im übrigen an das heutige Gebäude der theoretischen Physik sich eng anschließen, stelle ich aus den folgenden Gruppen zusammen:

1. Dem Teilsystem der unveränderten Maxwell-Lorentzschen elektromagnetischen Gleichungen in ihrer, für ein beliebiges metrisches Feld gültigen (kovarianten) Form (Kottler, Einstein). Man kann dieses Teilsystem als reines Definitionssystem der Potentiale, Feldstärken, der Ladungsdichte, des Konvektionsstromes und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit auffassen.

2. Dem Bildungsgesetz des Energietensors des elektromagnetischen Feldes als Funktion seiner Zustandsgrößen. Erst dieses Bildungsgesetz gibt der Gruppe 1 den physikalischen Inhalt. Insbesondere folgt aus ihm erst der Ausdruck der ponderomotorischen Kraft.

Dieser Energietensor soll im Felde außerhalb der Ladungen mit dem Maxwell-Lorentzschen identisch sein, so daß im freien Äther also die elektromagnetisch-optischen Erscheinungen ungeändert wie bisher dargestellt werden.

Dagegen stellt es sich als notwendig heraus, innerhalb der Ladungen ein Zusatzglied dieses Energietensors anzunehmen, welches natürlich die Form haben muß, daß es im freien Äther von selbst verschwindet. Gewisse nicht-Maxwellsche Glieder sind übrigens schon von Mie aus seiner Weltfunktion und von Einstein aus seinen Feldgleichungen abgeleitet worden. Das sich hier von selbst ergebende Zusatzglied läßt sich jedoch nicht als Sonderfall einer der beiden Theorien auffassen.

3. Schließlich den Einsteinschen Gleichungen des metrischen Feldes, wie es sich zufolge des Energietensors der Materie einstellt. Jene Gleichungen enthalten bekanntlich identisch den Impuls-Energiesatz und machen dadurch das System der Gleichungen (1), (2) und (3) zu einem abgeschlossenen System.

4. Zu diesem Gleichungssystem füge ich, wie von mir schon an anderer Stelle in etwas anderer Weise[1]) gezeigt, die Idee der punktförmigen Einheitsladung.

Diese wohl von Lenard zuerst geäußerte Idee besitzt von vornherein einen gewissen Reiz, weil sie einer Metrik innerhalb des Elektrons und Protons nicht bedarf und ferner, weil sie, wie schon aus der Weylschen Lösungsform des Gravitationsfeldes der Punktladung ersichtlich, die Möglichkeit des Gleichgewichts zwischen sehr nahe aneinander gerückten, entgegengesetzten Einheitsladungen, d. h. die Möglichkeit sukzessive zusammengesetzter Kernbausteine bietet.

Freilich war eine physikalisch mögliche Darstellung einer punktförmigen Ladung erst gegeben, nachdem die Eigengravitation des elektrischen Feldes es erlaubt hatte, wie ich schon an anderer Stelle[1]) gezeigt habe, unendliche Ladungsdichte in einem Punkt mit daselbst endlich bleibender Feldstärke und endlicher Gesamtenergie des Feldes verträglich zu machen.

Äußeres Feld der Punktladung.

Ich beginne mit der Betrachtung des kugelsymmetrischen, metrisch-elektrostatischen Feldes im leeren Raum, für welches Feldstärke $\mathfrak{E}$ und metrische Koeffizienten $g_{\mu\nu}$ aus der Literatur bekannt sind.

Bedeute nämlich φ die Zeitkomponente des Viererpotentials, φ_∞ ihren Wert in großer Entfernung, e die felderzeugende Ladung, m die felderzeugende Masse, r die radiale Koordinate, a eine Integrationskonstante, k die Gravitationskonstante, c die Lichtgeschwindigkeit, λ den kosmologischen Faktor der Einsteinschen Gleichungen und werde das Linienelement geschrieben in der Form:

$$ds^2 = g_{11}dr^2 + g_{22}d\vartheta^2 + g_{33}d\varphi^2 + g_{44}dt^2, \quad (1)$$

so lautet die vollständige Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E} &= -\frac{d\varphi}{dr} = \frac{e}{4\pi(r+a)^2}, \quad \varphi = \varphi_\infty + \frac{e}{4\pi(r+a)}, \\ g_{11} &= -\frac{1}{g_{44}}, \quad g_{44} = 1 - \frac{2mk}{c^2(r+a)} + \frac{e^2k}{4\pi c^4(r+a)^2} - \frac{\lambda}{3}(r+a)^2, \\ g_{22} &= -(r+a)^2, \quad g_{33} = g_{22}\sin^2\vartheta, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wobei es sich im folgenden als notwendig erweist, daß der Potentialwert im Unendlichen nicht, wie sonst üblich, aber nicht notwendig, gleich Null gesetzt wird, sondern einen bestimmten Zahlwert erhält.

Schon hier sieht man, daß die Annahme der punktförmigen Ladung die Möglichkeit gibt, eine Gleichgewichtsstellung und Vereinigung zweier entgegengesetzter Elementarladungen zu finden.

Es ist nämlich die Gravitationskraft, wie aus der Gleichung der geodätischen Linie

$$\left(\frac{d^2x_\tau}{ds^2} = -\left\{\begin{matrix}\mu\nu\\ \tau\end{matrix}\right\}\frac{dx_\mu}{ds}\frac{\partial x_\nu}{ds}\right)$$

folgt:

$$P_g = -m\left\{\begin{matrix}44\\ 1\end{matrix}\right\} = -\frac{m}{2}\frac{1}{g_{11}}\frac{dg_{44}}{dr} = +\frac{m}{2}g_{44}\frac{dg_{44}}{dr}$$

$$= \frac{m_-c^2}{2}\left(1 - \frac{2m_+k}{c^2(r+a)} + \frac{e^2k}{4\pi c^4(r+a)^2}\right)\left(\frac{2m_+k}{c^2(r+a)^2} - \frac{2e^2k}{4\pi c^4(r+a)^3}\right),$$

[1]) Ann. d. Phys. 50, 106 ff., 1916; Zeitschr. f. Phys. 31, 844 ff., 1925; Sitzungsber. d. Berl. Math. Ges., Bd. 24, S. 21 ff., 1925.

welche zufolge des dritten Gliedes in g_{44} in sehr großer Nähe in eine Abstoßung übergeht[1]), und die elektrostatische, ponderomotorische Kraft:

$$P_e = \frac{e^2}{4\pi (r+a)^2}.$$

Unter Vernachlässigung der gegenseitigen Deformation der Felder der beiden Ladungen darf man das Gleichgewicht durch Gleichsetzung beider Kraftausdrücke abschätzen und erhält bei der Diskussion der so entstehenden Gleichung, wenn man noch berücksichtigt, daß in der ersten Klammer von P_g das dritte Glied mit e^2, in der zweiten Klammer ebenfalls das Glied mit e^2 überwiegt:

$$r + a = \frac{1}{c^2} \sqrt[3]{\frac{e^2 k^2 m_+}{4\pi}}.$$

Das Resultat wird zweideutig wegen der obigen Vernachlässigung der gegenseitigen Felddeformation. Immerhin wird das richtige Ergebnis höchstwahrscheinlich zwischen den Werten für m_+ und m_- liegen und ergibt sich zu:

$$r + a = 0{,}391 \cdot 10^{-40} \text{ bzw. } \frac{0{,}391}{12{,}6} \cdot 10^{-40} \text{ cm}.$$

Freilich ist dies nur eine rohe Abschätzung und es wird nötig sein, das achsial-symmetrische Feld zweier punktförmiger, entgegengesetzt gleicher Ladungen, das in so naher Entfernung sich nicht einfach aus zwei Einzelfeldern superponieren läßt, zu berechnen. Die Ansätze hierzu hat Weyl 1917[2]) gegeben, aber die recht schwierige Integration ist noch nicht durchgeführt worden.

Feldgleichungen im Ladungspunkt.

Die obige Lösung (2) ergab sich aus den folgenden Einsteinschen Feldgleichungen

$$R_{ik} - \lambda g_{ik} = -\varkappa (T_{ik} - \tfrac{1}{2} g_{ik} T),$$

welche zunächst Masse und Ladung des Ladungspunktes als Integrationskonstanten beide willkürlich lassen. Die offenbare Unmöglichkeit, daß es eine Ladung ohne Masse geben könnte, wird also durch keinen Umstand im äußeren Felde gehindert, sie muß im Ladungspunkt selbst liegen.

Ich mache nun die Differentialgleichungen des Feldes auch im Ladungspunkt selbst nutzbar, d. h., ich definiere oder formuliere den neuen Begriff der Einsteinschen Feldgleichung an einer Unstetigkeitsstelle, indem ich, um eine rationelle Definition zu erhalten, mit der über ein Kugelvolumen integrierten Feldgleichung zur Grenze $r = 0$ übergehe, etwa in der Weise, wie man es in der Dynamik bei Stoßvorgängen, in der Statik bei Einzellasten auf einer Elastika oder auf einer elastischen Membran oder Platte, in der Elektrostatik bei Flächenladung, in der Hydrodynamik bei unendlich dünnen Wirbelschichten von endlicher Stärke usf. gewöhnt ist, zu operieren.

Diese Operation werde etwa geschrieben:

$$\lim_{r=0} \int_0^r \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} R_{ik} \sqrt{-g}\, dr\, d\vartheta\, d\varphi = -\varkappa \lim_{r=0} \int (T_{ik} - \tfrac{1}{2} g_{ik} T) \sqrt{-g}\, dr\, d\vartheta\, d\varphi.$$

Da die Argumente nur von r abhängen, kann man nach Ausführung der Integration über ϑ und φ und nach Weglassung aller Glieder auf der linken Seite, die nicht zweite Ableitungen der $g_{\mu\nu}$ enthalten, schreiben[3]):

$$\begin{aligned}
\lim_{r=0} \int_0^r dr \sqrt{-g} \left[\frac{g''_{22}}{g_{22}} + \frac{g''_{11}}{2 g_{11}} \right] &= -\varkappa \lim_{r=0} \int_0^r dr \sqrt{-g}\, [T_{11} - \tfrac{1}{2} g_{11} T], \\
\lim_{r=0} \int_0^r dr \sqrt{-g}\, \frac{g''_{22}}{2 g_{11}} &= -\varkappa \lim_{r=0} \int_0^r dr \sqrt{-g}\, [T_{22} - \tfrac{1}{2} g_{22} T], \\
\lim_{r=0} \int_0^r dr \sqrt{-g}\, \frac{g''_{44}}{2 g_{11}} &= -\varkappa \lim_{r=0} \int_0^r dr \sqrt{-g}\, [T_{44} - \tfrac{1}{2} g_{44} T],
\end{aligned} \qquad (3)$$

wobei die oberen Indexstriche Differentiationen nach r bedeuten.

Die oben gegebenen Ausdrücke (2) für die $g_{\mu\nu}$ zeigen nun, wenn man die Kugelsymmetrie in bezug auf den Nullpunkt berücksichtigt, daß alle Funktionen $g_{\mu\nu}$ an der Stelle $r = 0$ eine

1) Für genügend große r erhält man, wie sofort zu sehen, bekanntlich den Newtonschen Ausdruck $k m_+ m_- / r^2$.

2) Ann. d. Phys. **54**, 117, 1917; **59**, 185, 1919.

3) Unter Beachtung der expliziten Ausrechnung der R_{ik}. Siehe: Reißner, Ann. d. Phys. **50**, 106 ff., 1916; Zeitschr. f. Phys. **31**, 841 ff., 1925.

Spitze, ihre ersten Ableitungen daselbst einen Sprung aufweisen und ihre zweiten Ableitungen in der Weise unendlich werden, daß man für alle Indizes setzen kann:

$$\lim_{r=0} \int_0^r dr g'' = \tfrac{1}{2} \lim_{r=0} \int_{-r}^{+r} dr g'' =$$
$$= \tfrac{1}{2}(g' - (-g')) = g' \quad \text{bei } r = 0,$$

während für die $g_{\mu\nu}$ und $g'_{\mu\nu}$ ebenfalls ihre Werte bei $r = 0$ zu setzen sind[1]).

Nicht-Maxwellscher Zusatztensor.

Die rechten Seiten der obigen Feldgleichungen werden bei Maxwellschem Energietensor offenbar Null, wenn man zur Grenze $r = 0$ übergeht. Andererseits habe ich an anderer Stelle[2]) gezeigt, daß die Feldgleichungen (3) mit im Nullpunkt verschwindender rechten Seite kein brauchbares Resultat geben. Es ist also nötig, einen nicht-Maxwellschen Zusatzenergietensor anzunehmen nach Fig. 2 der Einleitung, welcher nun entweder aus dem Viererstrom oder aus dem Krümmungstensor gebildet werden muß, um an der Stelle $r = 0$ einen endlichen Beitrag zu den Feldgleichungen (3) zu liefern.

1) Man könnte es zunächst dahingestellt sein lassen, ob es sich dabei um eine echte unendliche Dichte oder, wie bei Stoßvorgängen oder Einzelkräften, um eine unechte unendliche Dichte handelt, und die folgenden Ergebnisse verlieren ihren Sinn durchaus nicht ganz, wenn man das folgende Verfahren nur als eine Mittelwertbildung über ein sehr kleines Volumen mit außerordentlich großen zweiten Ableitungen der $g_{\mu\nu}$, mit stark wechselnden ersten Ableitungen der $g_{\mu\nu}$ und mit wenig veränderlichen $g_{\mu\nu}$ selbst ansieht. Die Betrachtung würde dann cum grano salis auch für den Fall gelten, daß in einem sehr kleinen Bereich $0 - \delta r$ um den Mittelpunkt $r = 0$ die Funktionen $g_{\mu\nu}$ zwar unbekannt sind, man aber, da sie stetig in das äußere bekannte Feld (2) der $g_{\mu\nu}$ eingebettet sind, von ihnen aussagen kann, daß sie mit verhältnismäßig sehr großen $g''_{\mu\nu}$ symmetrisch um den Nullpunkt hinweglaufen.

Dann kommt man zu demselben Ergebnis, wie bei den soeben angedeuteten Grenzübergang, nur sind nicht die Werte der $g_{\mu\nu}$ an der Stelle $r = 0$ zu nehmen, sondern wenn davon nur sehr wenig abweichende Mittelwerte $g_{\mu\nu}$, genommen über den kleinen Bereich $r = 0$ bis $r = \delta r$ und nicht die Werte $g'_{\mu\nu}$ an der Stelle $r = 0$, sondern diejenigen, davon sehr wenig verschiedenen, die an der Stelle $r = \delta r$ aus dem Gleichungssystem (2) zu entnehmen sind.

Auf diese Weise würde aus der Punkttheorie des Elektrons eine Kontinuumtheorie des Elektrons entstehen, allerdings nur, wenn die Feldgleichungen in jenem kleinen Bereich eine Lösung mit nicht verschwindender Ladungsdichte besitzen.

Faßt man dagegen die Ladung als echte Punktladung auf, so dient der obige Grenzübergang nur dazu, eine rationelle Definition der Sprunggleichung des Feldes in einem Ladungspunkt zu gewinnen.

2) Zeitschr. f. Phys. **31**, 855, 1925.

Bevor ich einen geeigneten Zusatztensor ΔT_i^k wähle, mache ich zunächst darauf aufmerksam, daß er zufolge der Gleichung (3) identisch der Bedingung genügen muß $\Delta T_1^1 = 0$, wie man sofort aus diesen Gleichungen (3) ablesen kann. Es sind dann also nur 2 von den Gleichungen (3) voneinander unabhängig und ich schreibe sie:

$$\frac{g'_{22}}{2 g_{11} g_{22}} = + \frac{\varkappa}{2} \lim_{r=0} \int_0^r \Delta T_4^4 dr,$$
$$\frac{g'_{44}}{2 g_{11} g_{44}} = - \frac{\varkappa}{2} \lim_{r=0} \int_0^r (\Delta T_4^4 - 2 \Delta T_2^2) dr, \tag{3a}$$

wobei zu beachten ist, daß

$$\Delta T = \Delta T_1^1 + 2 \Delta T_2^2 + \Delta T_4^4$$

ist und daß die $g_{\mu\nu}$ und $g'_{\mu\nu}$ an der Stelle $r = 0$ zu nehmen sind.

Setzt man für die $g_{\mu\nu}$ und $g'_{\mu\nu}$ ihre Werte aus den Gleichungen (2), so entstehen für Masse und Ladung der Punktladung unter der berechtigten Vernachlässigung der kosmischen mit λ behafteten Glieder, wenn man noch zur Abkürzung

$$\frac{mk}{c^2} = n, \quad \frac{e^2 k}{4\pi c^4} = f^2$$

setzt die folgenden Bestimmungsgleichungen:

$$1 - 2 \frac{n}{a} + \frac{f^2}{a^2} = - \varkappa \frac{a}{2} \int \Delta T_4^4 dr,$$
$$\frac{n}{a} - \frac{f^2}{a^2} = + \varkappa \frac{a}{2} \int (\Delta T_4^4 - 2 \Delta T_2^2) dr. \tag{3b}$$

Zu dem ersten Ziel, daß zu je einer positiven und negativen Ladung e von demselben absoluten Betrage je eine zahlenmäßig vorgeschriebene Masse von übrigens sehr (um den Zahlfaktor 1900) verschiedenem Betrage gehört, konnte ich nur auf dem Wege gelangen, daß ich setzte:

$$\Delta T_2^2 = \nu_2 \varphi_4 s^4 \quad \Delta T_4^4 = \nu_4 \varphi_4 s^4,$$

wo ν_2 und ν_4 noch zu wählende Konstanten, $\varphi_4 = \varphi$ die Zeitkomponente des Potentials und s^4 die Zeitkomponente der Stromdichte sind. Auf die unerläßliche Forderung, wie dieser Ansatz aus der Invariante $\varphi_i s^i$ abzuleiten ist, soll erst später eingegangen werden. Jedenfalls verschwindet dieser Tensor, wie es beabsichtigt war, im ungeladenen Felde.

Im Ladungspunkt selbst hat man also zu setzen:

$$\lim_{r=0} \int_0^r \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} dr d\varphi d\vartheta \Delta T_2^2 \sqrt{-g} =$$
$$= 4\pi a^2 \int \Delta T_2^2 dr = \nu_2 \frac{\varphi e}{c^2}$$

und entsprechend:

$$4\pi a^2 \int \Delta T_4^4 \, dr = \nu_4 \frac{\varphi e}{c^2},$$

wobei die Division mit c^2 daher rührt, daß wir von den Werten φ_4 und s^4 im Maßstab $c = 1$ auf die Werte φ_4 und s^4 im Maßstab

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$

zurückgehen.

Die Massen-Ladungsverhältnisse.

Es erweist sich ferner, zwar nicht im Hinblick auf das erste Ziel der zahlenmäßigen Darstellung der Massenladungsverhältnisse, aber im Hinblick auf das zweite Ziel der eindeutigen Bestimmtheit des absoluten Ladungsbetrages, als notwendig $\nu_2 = \frac{1}{4}\nu_4$ zu setzen.

Sodann liefern die Gleichungen (3b) für f, a und n die folgenden beiden Bestimmungsgleichungen:

$$f^2 = a^2 \text{ oder } \frac{f}{a} = \pm 1,$$

$$\frac{n}{a} = \left|\frac{m}{e}\right| \sqrt{4\pi k} = 1 + \frac{\nu_4}{2} + \nu_1 \frac{\varphi_\infty}{c^2} \sqrt{4\pi k}, \tag{3c}$$

woraus die, für die Übereinstimmung mit den Messungswerten erforderlichen Konstantenwerte:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\nu_4}{2} &= -1 + \frac{m_+ - m_-}{2e} \sqrt{\pi k} = \\ &= -1 + 1{,}525 \cdot 10^{-18}, \\ \varphi_\infty &= -c^2 \frac{m_+ + m_-}{2e} = 1{,}5 \cdot 10^{+6} \end{aligned}\right| \tag{4}$$

abgeleitet werden können, wobei es sehr bemerkenswert ist, daß die Zahl $\frac{\nu_4}{2}$ sich von -1 nur um einen Betrag von $1{,}525\ 10^{-18}$ unterscheidet.

Gegen die obige Festsetzung $\nu_2 = \frac{\nu_4}{4}$ liegt zwar der Einwand nahe, daß sie der Forderung der Kovarianz nicht zu entsprechen scheint, wie es z. B. die Festsetzung $\nu_2 = 0$ offenbar täte, die ebenfalls, wie an anderer Stelle[1]) gezeigt, sich, wenn es nur auf die richtige Festsetzung der Massenladungsverhältnisse ankäme, durchführen läßt. Das Folgende wird aber zeigen, daß gerade die erste Festsetzung $\nu_2 = \frac{\nu_4}{4}$ eine kovariante Formulierung gestattet, wenn man das weitere Desideratum der Theorie, nämlich die Einsicht in die Einzigkeit des absoluten Ladungsbetrages erfüllen will.

1) Zeitschr. f. Phys. **31**, 862ff., 1925.

Die Einzigkeit des Ladungsbetrages.

Bevor man an dieses letztere Teilproblem herantritt, wird man sich darüber klar zu werden versuchen, ob die Ursache für diese Einzigkeit im Saum des äußeren Feldes oder ebenfalls in der unmittelbaren Umgebung der Ladung liegt.

Zunächst kann man sagen, daß die Einstellung des Elektrons in den Euklidischen Raum keine Bestimmungsgleichung liefert, da die $g_{\mu\nu}$ des elektrostatisch-metrischen Feldes der Gl. (2) stetig im Unendlichen in die Euklidischen $g_{\mu\nu}$ übergehen und auch die radiale Spannungskomponente $T_1^1 = \frac{e^2}{r^4}$ dieses Feldes im Unendlichen in den Nullwert des Euklidischen Feldes übergeht.

Nicht so einfach ist die Frage, wenn die Einbettung in das durch das Einsteinsche kosmologische λ-Glied gekrümmte fernere metrische Umgebungsfeld verlangt wird. v. Laue hat zwar gezeigt, wie sich ein ungeladener Massenpunkt mit seiner leeren Umgebung in den geschlossenen Einsteinschen masseerfüllten Raum mit stetig übergehenden $g_{\mu\nu}$ einfügen läßt[1]). Sein Kunstgriff läßt sich für die $g_{\mu\nu}$ unmittelbar auch für den geladenen Massenpunkt übertragen, nur für das Gleichgewicht der radialen Spannungskomponente T_1^1 entsteht eine Schwierigkeit. Es hat nämlich das elektrostatische Feld eine am Äquator des geschlossenen Raumes $r = A$ nicht verschwindende wenn auch sehr kleine Spannungskomponente T_1^1.

Andererseits hat man dem Einsteinschen oder de Sitterschen, aus dem kosmologischen λ-Glied abgeleiteten, elektrisch neutralen Raum bisher gar keinen materiellen Spannungstensor zuerteilt, ohne welchen aber wiederum das elektrostatische Feld einer Einzelladung sich mit seiner Umgebung, wenn sie geschlossenen Charakter hat, nicht scheint ins Gleichgewicht setzen zu können. Allerdings treten für kosmische Entfernungen Ladungen überhaupt nicht auf und es verschiebt sich die Fragestellung dann doch wohl so, daß nach der Gleichgewichtseinbettung eines kombinierten Feldes von neutralisierten Ladungen gesucht werden muß und es dadurch durchaus möglich ist, daß der Spannungstensor eines solchen Feldes auch für den endlichen, unbegrenzten Einsteinschen oder de Sitterschen oder v. Laueschen Raum nach außen hin Null wird.

Aus diesen Überlegungen scheint mir doch hervorzugehen, daß der Zwang für den abso-

1) Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. 1923, S. 27; M. v. Laue, Die Relativitätstheorie. Bd. II, S. 247, 2. Aufl., 1923.

luten Ladungsbetrag nicht in der weiteren Umgebung, sondern auch an der Ladungsstelle selbst liegt und ich glaube deshalb, etwas abweichend von meinen früheren Versuchen, heute folgende Ableitung für die Tatsache des einen Absolutbetrages der Elementarladungen vertreten zu können[1]).

Ich forme den Maxwell-Lorentzschen klassischen Energietensor durch einen von dem Krümmungsskalar R des metrischen Feldes abhängigen Faktor so um, daß die Abänderung im ungeladenen Felde ganz unmerklich ist, aber im Ladungspunkt dergestalt unendlich wird, daß er zu dem punktförmigen Energietensor

$$\int T_i^k \sqrt{-g}\, dr\, d\vartheta\, dq$$

daselbst einen endlichen Beitrag liefert.

Ich setze nämlich im ungeladenen Felde, wenn $(T_i^k)_M$ den Maxwellschen Tensor und δ eine Konstante bedeutet:

$$(T_i^k)_0 = (1 - \delta R)\,(T_i^k)_M .$$

Der gesamte Energietensor soll dann die folgende kovariante, auch den unsymmetrischen und nichtstatischen Fall einschließende Form haben:

$$\boxed{T_i^k = (1 - \delta R)\,(T_i^k)_M - \nu[\varphi_i s^k + \tfrac{1}{8}\varphi_m s^m],} \quad (5)$$

wo $\nu = -\nu_4$ die schon oben aufgestellte universelle Konstante, φ_i wie oben das Viererpotential und s^k die Viererstromdichte bedeuten.

Da im ungeladenen Felde der Lauesche Skalar dieses Energietensors ebenso wie der des Maxwellschen Energietensors verschwindet, wird daselbst $R = R_0 = 4\lambda$ ebenso wie im Maxwellschen metrischen Felde.

Für den statischen, kugelsymmetrischen Fall hat man entsprechend diesem allgemeinen Ausdruck zu schreiben:

$$\left.\begin{aligned} T_1^1 &= +(1 - \delta R)\frac{(\varphi')^2}{2} - \frac{\nu}{8}\varphi_4 s^4, \\ T_2^2 &= -(1 - \delta R)\frac{(\varphi')^2}{2} - \frac{\nu}{8}\varphi_4 s^4, \\ T_4^4 &= +(1 - \delta R)\frac{(\varphi')^2}{2} - \frac{9}{8}\nu\varphi_4 s^4. \end{aligned}\right| \quad (5a)$$

Die Grenzübergangbetrachtung am Ladungspunkt ergibt dann:

$$\left.\begin{aligned} 4\pi a^2 \int T_1^1 dr &= -\delta\, 4\pi a^2 \frac{e^2}{32\pi^2 a^4}\int R dr - \frac{\nu}{8}\frac{\varphi e}{c^2}, \\ 4\pi a^2 \int T_2^2 dr &= +\delta\, 4\pi a^2 \frac{e^2}{32\pi^2 a^4}\int R dr - \frac{\nu}{8}\frac{\varphi e}{c^2}, \\ 4\pi a^2 \int T_4^4 dr &= -\delta\, 4\pi a^2 \frac{e^2}{32\pi^2 a^4}\int R dr - \frac{9}{8}\nu\frac{\varphi e}{c^2}, \end{aligned}\right| \quad (5b)$$

wo der Nenner c^2 wieder den Übergang vom Maßsystem $c = 1$ zu $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1} bewirkt.

Die Feldgleichungen (3) im Ladungspunkt verlangten nun, daß $\int T_1^1 dr = 0$ sein sollte, also ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} -\delta\frac{e^2}{8\pi a^2}\int R dr &= +\frac{\nu}{8}\frac{\varphi e}{c^2}, \\ 4\pi a^2 \int T_2^2 dr &= -\frac{\nu}{4}\frac{\varphi e}{c^2}, \\ 4\pi a^2 \int T_4^4 dr &= -\nu\frac{\varphi e}{c^2}. \end{aligned}\right| \quad (5c)$$

Damit sind wir mit den beiden letzten Gleichungen zu dem früher durchgeführten Ansatz zurückgekehrt, während die erste Gleichung die bis dahin noch fehlende Bestimmungsgleichung für den Absolutbetrag der Elementarladung ist, wie die nun folgende Einsetzung der darin auftretenden, früher berechneten Größen zeigt.

Wir finden zunächst durch Summierung der linken Seiten der Gleichung (3a):

$$\lim_{r=0}\int R\, r\left(\frac{2 g_{22}'}{g_{11} g_{22}} + \frac{g_{44}'}{g_{11} g_{44}}\right) = -2\frac{g_{22}'}{g_{22}} g_{44} - g_{44}'$$

und nach Einsetzung der Lösungsgleichungen (2) und (4) unter der offenbar zulässigen Vernachlässigung des kosmologischen Gliedes:

$$\lim_{r=0}\int R dr = \frac{2}{a}\left[-\frac{f^2}{a^2} + 3\frac{n}{a} - 2\right] = \frac{6}{a}\left[\frac{n}{a} - 1\right].$$

Mit

$$\frac{f^2}{a^2} = \frac{e^2 k}{4\pi c^4 a^2} = 1$$

1) In meiner Arbeit in den Sitzungsber. d. Berl. Math. Ges. 1925, S. 26 habe ich mit Hilfe eines, wie mir jetzt scheint, zu künstlichen Zusatztensors und mit Hilfe des kosmologischen Gliedes der Lösung (2) die Elementarladung abzuleiten versucht, wobei übrigens bei der Berücksichtigung gewisser kleiner Größen ein Versehen untergelaufen war. Obgleich diese Rechnung an sich in Ordnung zu bringen wäre, möchte ich jenen Ansatz doch fallen lassen, weil ich mich überzeugt habe, daß er eine vom Koordinatensystem unabhängige, auch für den nichtstatischen Fall gültige Formulierung nicht gestattet.

und

$$\frac{n}{a} = \frac{n}{f} = \frac{m}{e}\sqrt{4\pi k} = 1 + \frac{\nu_1}{2} = \frac{\nu_1}{2}\frac{\varphi_\infty}{c^2}\sqrt{4\pi k}$$

wird einerseits:

$$\frac{\varphi e}{c^2} = \frac{ac^2}{k}\left(1 + \frac{\varphi_\infty}{c^2}\sqrt{4\pi k}\right)$$

und andererseits:

$$\frac{c^2}{8\pi a^2}\int R\,dr = \frac{6e^2}{8\pi a^3}\left(1 + \frac{\varphi_\infty}{c^2}\sqrt{4\pi k}\right)\frac{\nu_1}{2}.$$

Die erste der Gleichungen (5c) liefert also die Bedingung:

$$\delta\frac{3e^2}{\pi a^3} = \frac{ac^2}{k}$$

oder:

$$\delta = c^2\frac{k}{48\pi c^6} = \frac{4{,}77^2\cdot 10^{-20}\cdot 6{,}7\cdot 10^{-8}}{48\pi\cdot 27^2\cdot 10^{60}} = 2{,}06\cdot 10^{-84}$$

bzw. bei gegeben gedachter Universalkonstante δ:

$$e^2 = \frac{48\pi c^6}{k}\delta. \qquad (6)$$

Der Faktor $(1 - \delta R_0)$ im ungeladenen Felde unterscheidet sich demnach von 1 nur um den Betrag $\lambda e^2\frac{k}{48\pi c^6}$, d. h. etwa 10^{-100}.

Zusammenfassend kann ich also folgendes Ergebnis aussprechen:

Unter Beibehaltung der Maxwellschen Gleichungen und der Einsteinschen Feldgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie wird ein im ganzen Felde und für beliebige nicht statische und nicht symmetrische Zustände gültiger Energietensor angesetzt.

Die Einführung dieses Tensors ergibt für das ungeladene elektromagnetisch-optisch-metrische Feld keinen jemals meßbaren Unterschied gegen das Maxwell-Einsteinsche Feld. Eine Kontinuumlösung auf Grund dieses Energietensors für ein geladenes Feld aufzustellen ist mir nicht gelungen, dagegen führt die Idee der Punktladung, die im metrischen Felde mit endlichen Zustandsgrößen durchaus verträglich ist, zu einem System dreier Bedingungsgleichungen für Masse und Ladung des Ladungspunktes.

Diese drei Bedingungsgleichungen liefern, wie man auch die im Energietensor auftretenden universellen Konstanten wählt, jedenfalls ein einziges mögliches Ladungsquadrat (einen einzigen möglichen Absolutbetrag der Ladung) und zu jeder der beiden entgegengesetzt gleichen Ladungen eine einzige mögliche Masse.

Durch geeignete ein für allemal getroffene Wahl der drei im Energietensor auftretenden Konstanten ergeben sich zwangläufig die in Wirklichkeit beobachteten Ladungen und Massen und nur diese.

Diskussion.

Herr Sommerfeld: Das Problem des positiven und negativen Elektrons, zuerst von Mie gestellt und auf anderem Wege zu lösen gesucht, ist wohl das größte Problem der Physik. Die Frage ist, ob die hier gegebene, in sich konsequente Lösung mehr gibt, als man durch Einführung der verfügbaren Parameter in sie hineingesteckt hat. Nur dann wird man die Lösung für naturgemäß halten.

Herr Gerlach: Ich darf mir vielleicht den Hinweis erlauben, daß die eingangs vom Herrn Vortragenden genannte Abstandsgrößenordnung von 10^{-13} cm[1]) (wo das Anziehungsglied merkbar wird), gerade die ist, welche auch Rutherford als die Grenze der Gültigkeit des normalen Coulombschen Gesetzes bezeichnet.

Herr Reißner: Herr Sommerfeld hat in der Tat den wunden Punkt der Theorie aufgedeckt. Es sind allerdings drei Parameter im Energietensor zahlenmäßig, allerdings ein für allemal und für die ganze Welt gleichmäßig, so zu bemessen, daß der richtige Absolutbetrag (e) der Ladung und die richtigen Massenladungsverhältnisse $\frac{m_+}{e}$ herauskommen. Von diesen Parametern hat nur der eine eine anschauliche Bedeutung, nämlich die des Potentialwerts φ_∞ im unendlich Fernen, während die beiden andern gewisse Faktoren der Glieder des Energietensors sind, die sich von 1 nur um ungeheuer geringe Beträge unterscheiden.

Immerhin ist doch durch die vorgetragene sich eng an die übrige theoretische Physik anschließende Theorie zum erstenmal erreicht, daß, nachdem einmal diese Parameter irgendwie festgesetzt sind, es nur einen Absolutbetrag der Ladung und nur 2 Massenladungsverhältnisse geben kann.

Es wäre natürlich bestechender, wenn man ohne Einführung solcher zunächst ad hoc Konstanten, etwa allein durch Lichtgeschwindigkeit c, Gravitationskonstante k und kosmologisches Glied λ die Ladung, die Masse und das Wirkungsquantum eindeutig ausdrücken könnte, aber es fragt sich eben doch, ob das überhaupt möglich ist und ob es nicht dem Wesen der Dinge entspricht, daß sie nicht aus c, λ und k allein abgeleitet werden können. Es könnten ja z. B. die von mir benötigten Konstanten anschaulich

1) Im Vortrag wurde die Zahl 10^{-21} genannt, wobei der Faktor c^2 nicht beachtet war. In diesem Bericht ist die Zahl mit 10^{-39} abgeschätzt.

nur aus einer diskreten Struktur der Welt ableitbar sein.

Ich möchte deswegen hoffen, daß der von Herrn Sommerfeld diagnostizierte wunde Punkt heilbar ist und nicht die Amputation der ganzen Theorie vom Körper der theoretischen Physik erfordert, sondern im Gegenteil bei Ausdehnung der Theorie auf die nicht kugelsymmetrischen und dynamischen Fälle sich anschauliche Beziehungen ergeben.

Herrn Gerlach möchte ich erwidern, daß eine Änderung des elektrischen metrischen Feldes, sei es durch die im Vortrag abgeschätzte Umkehr der Massenanziehung, sei es durch gegenseitige Deformation der Felder in der Entfernung 10^{-13} cm rechnerisch noch nicht merklich ist, wenigstens nicht bei einfachen Elektronen und Kernen, aber die Möglichkeit der Aneinanderkettung von Kernen und Elektronen zu zusammengesetzten Kernen erschien mir doch erwähnenswert.

Carl Müller (Charlottenburg), **Registrierapparat zur direkten Aufnahme von Durchlässigkeitskurven absorbierender Substanzen und spektraler Effekte.** (Gekürzte Mitteilung aus der Phys.-Techn. Reichsanstalt.)

Es wurde ein Verfahren beschrieben, um spektrale Effekte, insbesondere Durchlässigkeitskurven, z. B. von Farbstoffen und Farbgläsern, unter Ausschaltung von Störungen unmittelbar registrierend aufzunehmen. Das Wesentliche der neuen Registriermethode besteht zu einem Teile darin, daß neben der durch die Untersuchungssubstanz veränderten Energiekurve noch Empfindlichkeitskurven verschiedener Teilintensitäten der ungeschwächten Strahlung gewissermaßen als Koordinatenlinien erzeugt werden. Hierdurch werden Abweichungen hinsichtlich der Proportionalität der Registrierausschläge ausgeglichen. Um die im Laufe der Zeit eintretenden Empfindlichkeits-, Nullpunkts- und Intensitätsänderungen unschädlich zu machen, werden die einzelnen Kurven punktweise in periodischem Wechsel erzeugt, indem man durch die zu untersuchende Substanz und durch die die Koordinatenkurven ergebenden verschiedenen Schwächungsmittel, in schneller Periode wiederkehrend, Intensitätsmarken erzeugen läßt. Bereits mit einer behelfsmäßig aus Monochrometer, lichtelektrischer Zelle und Registrierelektrometer zusammengestellten Apparatur ließen sich 4 Durchlässigkeitskurven nebst 5 Koordinatenlinien über 50 Wellenlängen hin in weniger als 30 Minuten registrierend festlegen. Unter Verwendung anderer, z. B. für das Ultrarot, Hertzsche Wellen, das Röntgenstrahlengebiet oder radioaktive Wirkungen geeigneter Meßgeräte (z. B. eines Thermoelements oder einer Ionisationskammer mit Verstärkeranordnung) würden sich auch andere Wellenlängengebiete analog durchmustern lassen. Auch bezüglich der Ermittlung des spektralen oder zeitlichen Verlaufs von Zerstreuungs- oder Reflexionskoeffizienten des Emissionsvermögens, lichtelektrischer Effekte, sowie für Helligkeitsbestimmungen ergeben sich vielfache, durch die Ausschaltung schleichender Veränderungen vorteilhafte Anwendungsmöglichkeiten (Glühlampenphotometrierung z. B. im Wechsel mit abgestuften Teillichtströmen von Normallampen unter Verstärkerbenutzung).

BESPRECHUNGEN.

G. Großmann, Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie. VI u. 300 S. mit 207 Abb. Berlin und Wien 1925, Urban & Schwarzenberg. Geh. M. 13.50, geb. M. 16.50.

Der Verfasser gibt eine vollständige und zum Teil kritische Darstellung der Röntgentechnik, soweit sie die Strahlentherapie angeht. Im physikalischen Teil werden kurz besprochen das Entstehen der Röntgenstrahlen, ihr Einfluß auf Materie, die Streuung und recht eingehend die Absorptionserscheinungen, die energetischen Beziehungen, die Meßverfahren, soweit sie für die allgemeine Dosimetrie Bedeutung haben, und die therapeutischen Anwendungen. Der technische Teil bringt ausführlich die verschiedenen Röhrenarten, Betriebsinstrumentarien und Bestrahlungsgeräte.

Ein Buch zu schreiben, das wie das vorliegende für Mediziner und Physiker bestimmt ist, stellt besondere Anforderungen an den Verfasser. Es soll möglichst wenig voraussetzen, leicht verständlich und doch exakt sein. Dies ist dem Autor nicht immer gelungen. Im Abschnitt über die Wirkung der Röntgenstrahlenabsorption z. B. stellt der Verfasser die Vorgänge des Entstehens positiver und negativer Träger von Elektrizität „in einem Stoff" so dar, wie sie nur in einatomigen Gasen vor sich gehen, während der Leser aus naheliegenden Gründen an Vorgänge im bestrahlten Gewebe denken muß und zu falscher Anschauung geführt werden kann. Das Bemühen des Autors um Anschaulichkeit wird erhöht durch sehr gute Kurven und Figuren. Die Berücksichtigung des Wirkungsgrades der verschiedenen Prozesse und Anordnungen, das sorgfältige Eingehen auf die Stromquellen und damit zusammenhängenden Schwierigkeiten, auf die besonders der Anfänger stößt, ist hervorzuheben. Das Buch wird dem Physiker ebenso wie dem Röntgenologen von Nutzen sein.

Albrecht.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz 4

Hörsaal- und Laboratorien-Einrichtungen

Physikalische Apparate

Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch

Universal-Demonstrations-Drehspulgalvanometer

RELATIVITÄTSTHEORIE

Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie. Von **August Kopff.** 2., verbesserte Auflage. VIII und 204 Seiten. Mit 3 Figuren. Gr. 8°. 1923 Geh. M. 4.—, Pappbd. M. 5.50.

Die hier gebotene Einführung in die Relativitätstheorie legt großes Gewicht auf eine möglichst sichere Grundlage für den mathematischen Aufbau, deren Fehlen dem Anfänger das volle Verständnis so schwer macht. Sie macht daher den Leser vertraut mit der die mathematische Darstellung der Naturgesetze so sehr vereinfachenden Vektorenrechnung und mit den nötigen Sätzen der Tensoranalysis. Für den Astronomen wird als besonders wertvoll die ausführliche Darstellung und strenge Begründung der Einstein'schen Gravitationstheorie, in der die ganze Lehre gipfelt, zu betrachten sein. Die Führung des Verfassers erleichtert in hohem Grade ein Vordringen bis zu den Schätzen, die in den Gedankengängen der Relativitätstheorie ruhen. (Astronom. Nachrichten.)

Über Äther und Uräther. Von **P. Lenard.** Zweite, vermehrte Auflage mit einem Mahnwort an deutsche Naturforscher. 66 Seiten. Gr. 8°. 1922. Geh. M. 2.—.

Von den Gegnern der Relativitätstheorie kommt Lenard in seiner neuen Arbeit zu einer erneuten Ablehnung der Theorie von seiten des praktischen Physikers und Naturwissenschaftlers, der versucht, sich ein mechanisch-elektromagnetisches Weltbild zu entwerfen, und eine Naturerklärung, die nur mit höherer Mathematik arbeitet, verwirft. Wie die frühere Abhandlung Lenards ist auch die vorliegende interessant zu lesen, zumal d. Verf. hier neue Hypothesen bezgl. der Struktur des Äthers entwickelt. Jeder Leser wird in dieser empfehlenswerten Schrift viel Anregung finden. (Literar. Zentralblatt.)

Die Einsteinsche Gravitationstheorie. Versuch einer allgemeinverständlichen Darstellung der Theorie. Von **Gustav Mie.** Zweite, verbesserte Auflage. VI und 69 Seiten. 8°. 1923. Geh. M. 2.—.

Das Büchlein des bekannten Physikers ist eine eigenartige, sehr lesenswerte Darstellung der Einstein'schen Theorie. Der Verf., der selbst seit Jahren an seiner Theorie der Gravitation gearbeitet hat, steht dem Formalismus Einsteins skeptisch gegenüber und bekämpft dessen Neigung zum Relativismus. ... Interessant sind auch die Bemerkungen Mie's über Äther, Materie, Raum- und Zeitmessung. (Zeitschr. f. d. physik. u. chem. Unterricht.)

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Pfeiffer's

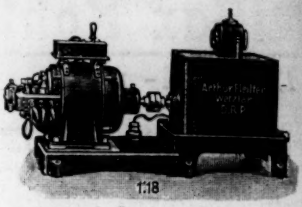
1:20

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Zschr. 1922, pag. 463.


1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

E. LEYBOLD'S NACHFOLGER A.-G.
Köln a. Rhein, Brüderstr. 7 · **Berlin NW 7,** Dorotheenstr. 53, II

Neuheit!

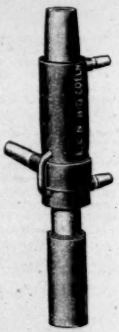


Abbildung
$^1/_3$ natürlicher Größe

Kleine einstufige Hochvakuum-Diffusionspumpe
aus Stahl
nach Professor GAEDE (D. R. P.)

Saugleistung: 3 Liter per Sekunde
Vorvakuum; 0,1 mm
Preis: Mk. 125.—

Vorpumpe: Rotierende Ölluftpumpe aus Eisen. Mk. 195.—

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.